Yüan-tzu nêng
vol. 4, no. 4

原子能

第4卷　第4期

1959

中国物理学会編輯
科学出版社出版

目 錄

論 文

給編輯部的信

科 技 新 聞

書 刊 介 紹

閃 发 反 应 堆

祖巴列夫 (Т. Н. Зубарев)

本文提出了使用普通水和浓集鈾的閃发反应堆結构示意图，并举出了这种反应堆的物理和热工参数計算方法．証明了在一定的条件得到滿足后，中子閃发时的放热很稳定．計算表明在下面要研究的閃发反应堆結构方案中，当活性区內的平均热中子通量为 $\lesssim 10^{14}$ 中子/厘米²秒，而最大热中子通量为 $\sim 10^{17}$ 中子/厘米²秒(中子閃发时)时，热功率可以达到 $\lesssim 5000$ 仟瓦．

当反应堆在脉冲狀况下工作，且一定強度的瞬时中子閃发按照一定的週期一个接着一个地发生，則这样的堆叫做閃发反应堆．

本文* 提出了一种热中子閃发反应堆方案的結构示意图，这种堆用普通水和浓集鈾盐溶液来作为放射性混合物．本文还研究了这种堆的基本物理和热工特性．

1. 結　构

图 1 上画出了实驗性閃发反应堆的示意图．在某一起始时間下，用鈾盐的水溶液裝滿活性区 *1* 和冷凝器 *5* 的底部 *2*．在沒有活动的反射层 *3* 时，堆处于次临界状态．在把反射层 *3* 移近活性区后，反应堆轉入超临界状态．反射层移近所需时間不多，活性区內的溶液在这一段时期內实际上来不及变热，其后活性区內产生大量的热．溶液的比容就因而增大，結果一部份溶液就經过环形孔道进入冷凝器．这时活性区內的压力大于飽和压力，因而不生成蒸气．否則由于溶液內发生体积沸騰，就不能生成效率充分大的中子閃发了．适当地选择孔道 *4* 的横截面，就可在活性区內生成必須的压力．当活性区內的溶液有 5—10% (按質量算)被挤到冷凝器去以后，堆轉入次临界状态，中子通量按指数規律下降．同时活性区內的压力也剧烈降低．

在中子閃发的末期活性区內充滿了过热溶液．这种溶液在經过孔道 *4* 进入冷凝器时实际上会受到絕热膨胀而变成潮溼蒸气．蒸气冷凝后生成的溶液流到冷凝器底部，經孔道 *7* 进入活性区．在溶液充滿活性区后，再次把反射层迅速移近，循环就重复发生．

活动反射层由两部份組成，每部份都装在一个輪的輪緣上，輪以不变的速度轉动．运动的扇形反射层的尺寸选成这样：使得一个扇形反射层在活性区附近移过时不会把溶液引出次临界状态，而两个扇形反射层同时在充滿了溶液的活性区附近通过时就能引起一定的起始超

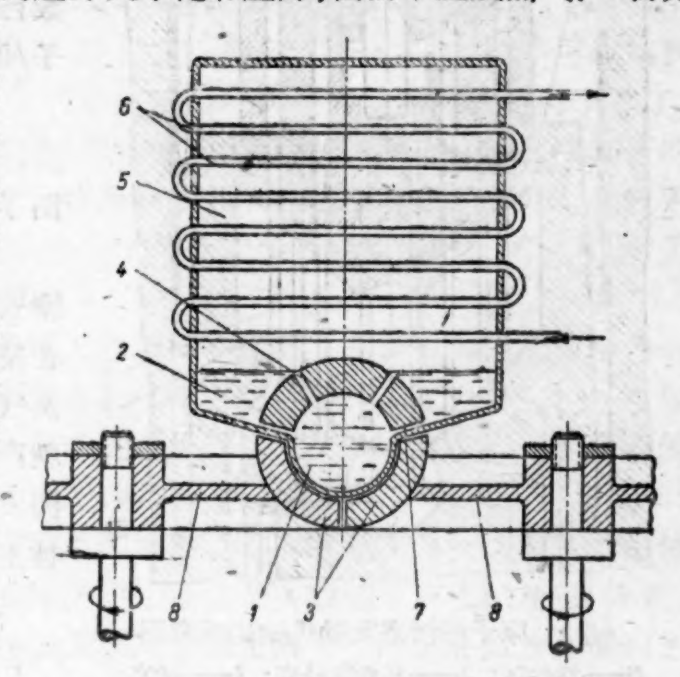


图 1　实驗性閃发反应堆示意图

1——活性区；*2*——冷凝器底部；*3*——活动反射层；*4*,*7*——連接活性区和冷凝器的孔道；*5*——冷凝器；*6*——冷凝器的蛇形冷凝管；*8*——反射层活动部分的輪．

* 原註：本工作是在 1954——1955 年間完成的．

临界性．輪的角速度和尺寸选得使活动反射层同时在活性区附近通过的先后两次之間的时間相应于溶液充滿活性区的时間，而活动反射层的运动速度必須大得使中子閃发能有效的生成．

輪的角速度 ω_1 与 ω_2 之間有关系式如下

$$\omega_1 = \omega_2\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right),$$

式中 α 是活动反射层在輪緣上所占的角度．这样，活动反射层在活性区附近同时通过先后两次之間的时間就是連續两次中子閃发之間的时間：

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\omega_2} \cdot \frac{2\pi}{\alpha}.$$

保証中子閃发时的稳定放热是閃发反应堆可靠工作的必需条件．在上述的反应堆結构中如活动反射层移近活性区的速度充分大，在这段时間內溶液的温度（因而密度）实际上来不及变化而中子閃发过程下一阶段的性質只由活性区內的溶液因密度減小流出来决定，則这一条件就可得到滿足．在中子閃发时反射层的性質应該不变，这一点可由选定活动反射层的尺寸来办到．

决定中子閃发过程性質的那些堆参数最佳值是考虑了牢固性和紧密性而选定的．由于和活性溶液相接触的各部份都是固定的，就可以把活性体积全部密封起来了．中子閃发时水分解生成的爆炸性气体可以在冷凝器內燒掉．

計算表明在堆內可以达到 5000 仟瓦的热功率*．这时活性区內的平均热中子通量是 $\sim 10^{14}$ 中子/厘米^{2}秒，而最大通量（中子閃发时）是 $\sim 10^{17}$ 中子/厘米^{2}秒，把几个中子閃发按时間略有錯开的几个閃发中子堆联合一起就可把正比于堆的数目的照射試样的平均热中子通量增加到 $\lesssim 10^{17}$ 中子/厘米^{2}秒．

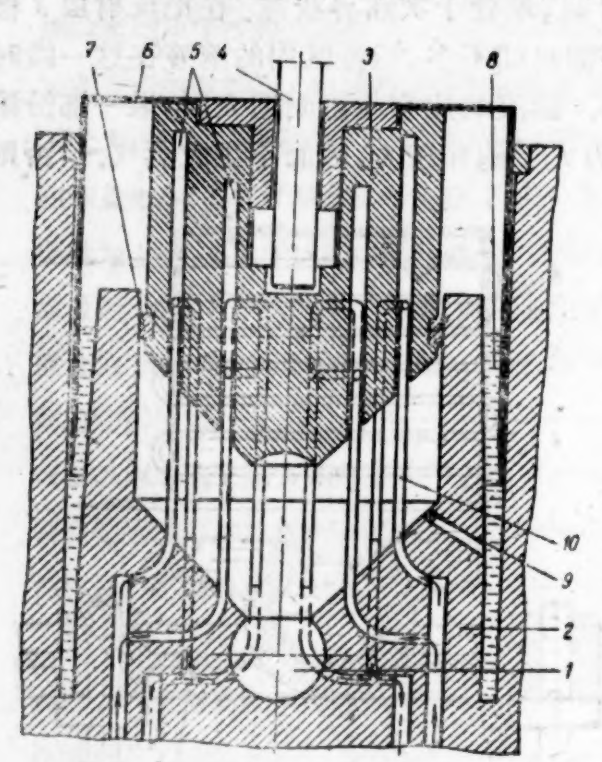


图 2 原子能活塞发动机結构示意图

1——活性区；2——活性区外壳；3——活塞；4——活塞桿；5——环形槽；6——保险幅；7——密封用石墨环；8——液体封閉装置；9——重复自动閥；10——冷却用蛇形管．

要是把流經冷凝器的冷却水加热到充分高的温度，就可在动力装置內采用实驗閃发反应堆的結构图了．

还有可能在閃发反应堆的基础上造成原子能活塞发动机．图 2 是这种发动机一种方案的示意图．在某一时間下充滿活塞下面圓筒的放射性混合物的蒸气当活塞往下运动时受压縮而冷凝，在活性区內就产生了发展鏈式反应的条件．在为时很短的中子閃发期內放射性混合物发热，而在随之而来的活塞往上运动时（工作行程）受到絕热膨胀．在达到上部不灵敏点后，活塞在工作軸一次或几次空轉的时間內固定不动．活塞在上部不灵敏点的这种“停駐”使得經过貫穿工作圓筒的鋼管壁引出热量的任务可以成功地完成．用液体封閉装置可以使放射性工作空間絕緣，还能补償溶液（經过活塞和工作圓筒間的

* 原註：基本参数的数值如下：活性区体积 ~15 立升；活性区內 U^{235} 装料 ~ 1 公斤；冷凝器的冷却面积 ~18 米^2；冷凝器体积 ~200 立升，輪直径 ~1 米，輪的角速度 ~850 轉/分．

縫)的漏失.

在上述发动机的基础之上建造在围繞活塞桿的綫圈中感应产生电流的直型綫圈发电机的可能性也不是不存在的.

2. 热 工 参 数

热力学循环　图 3 是上述型式閃发反应堆热力学循环的特性曲綫.

在起始时刻溶液的主要质量位于活性区内,而溶液的一部份(主要是蒸气)充满了冷凝器(图 3,点 A). 然后由于中子閃发的結果充满活性区的溶液发热,而且发热时实际上不产生相变(曲綫 AB). 循环的下一步是絕热膨胀(直綫 BC),这时溶液变成潮溼的蒸气,充满冷凝器. 蒸气在不变的体积内冷凝(等容綫 C_1A 或 CD),而溶液流入活性区.

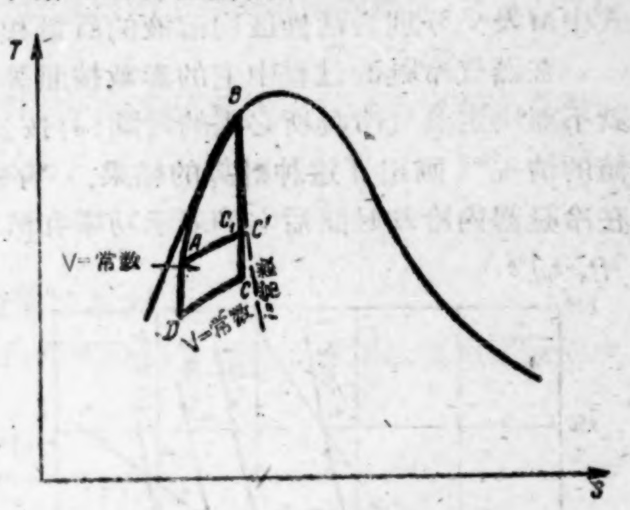


图 3　閃发反应堆热力学循环的 TS 图綫

在实験性閃发反应堆内溶液蒸气在冷凝器內冷却后循环就完成了(曲綫 C_1A). 要是把溶液用作活塞发动机內的工作体,則最好是按絕热綫 DA (由于活塞的运动)来完成循环.

在实験性閃发反应堆的热工計算中实质上只要計算冷凝器就行. 而在动力閃发反应堆中則可能达到的热效率 η_t 問題也是饒有兴趣的.

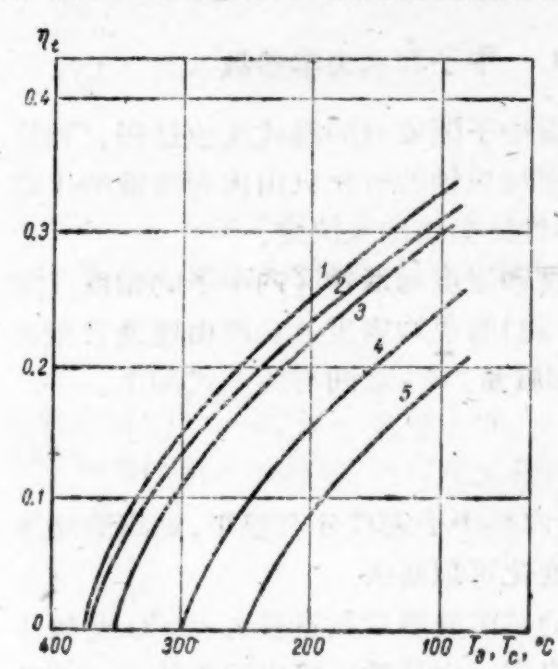


图 4　热效率 η_t 对温度 T_B 及 T_C 的相依曲綫(循环 $ABCDA$).
1——T_B=375°C; 2——T_B=370°C; 3——T_B=350°C; 4——T_B=300°C; 5——T_B=250°C.

图 4 上画出了循环 $ABCDA$ 內 η_t 对絕热膨胀起始和終結温度的相依曲綫. 在計算中,認为 T_A 等于 T_C. 如給定温度 T_B 及 T_C,則当 $T_A \to T_B$ 时效率可以达到最大值. 可是这样循环所作的功当然就趋向于零了. 計算表明,当工作圓筒的直径和高都为 1 米,冷却管的两端都在工作圓筒內,而温度 T_B 等于～350°C,总效率为 20% 时由一个工作圓筒可以取得的机械功率約为 1000 仟瓦.

对溶液工作温度的选择　在动力閃发反应堆內为了求得充分高的效率必須尽量提高工作混合物的温度. 只在溶液的最大温度 $T_B \lessgtr 300$°C 时,上述活塞发动机的示意图才是有实际意义的.

在实験性閃发中子堆內就是另外一回事了. 活性区內的平均热中子通量是实験性反应堆的重要特性,这一平均通量反比于同位素 U^{235} 的临界质量. 所以为了提高平均热中子通量,必須在其他条件相同的情形下尽量縮小 U^{235} 的装載量,因而也就要尽量降低溶液的温度. 反比于活性区体积的快中子通量是实験性反应堆的重要特性. 为了减小活性区体积也須尽量降低中子温度. 在温度为 $\lessgtr 80$°C 时临界装載量达到最小值. 进一步降低温度实际上对临界装載量就不起作用了.

同时中子通量正比于堆的功率. 所以为了对溶液温度的最佳值作出最后結論,必須弄清

楚溶液温度的变化对堆的功率有什么作用.

閃发反应堆的热功率正比于中子閃发时溶液所发的热 Δt° 和閃发频率. 如我們認为两次閃发之間的时間和在一次閃发中由冷凝器中取出热量的时間 Δt（这时功率当然达到最大值）符合，則堆的功率大致等于*

$$N=\frac{Mc\Delta t^{\circ}}{\Delta t},\tag{1}$$

式中 M 及 c 分别为活性区內溶液的質量和热容量.

在蒸气冷凝的过程中它的参数按照等容綫 C_1A（图 3）而变化. 給定冷凝器的結构以后，就不难决定蒸气冷凝所必需的时間；并按公式(1)算出堆的最大功率了. 图 5 上对实际上有价值的情况** 画出了这种計算的結果. 穿經原点的直綫是按照公式(1)画出来的，在給定溶液在冷凝器內冷却时間后它們表示功率和溶液发热的关系.

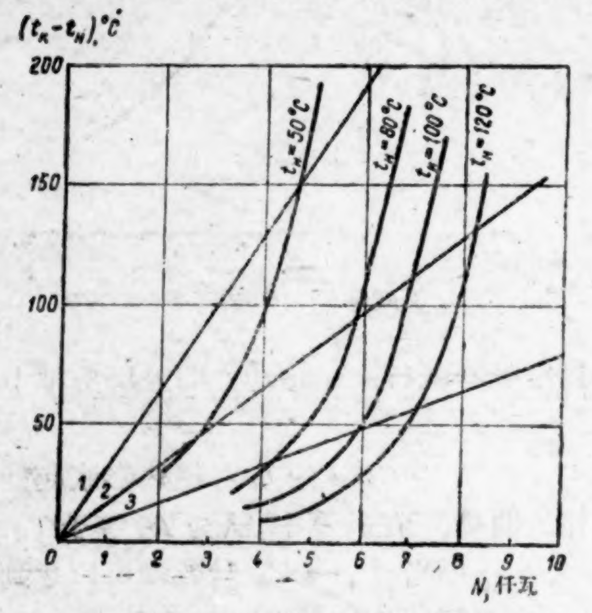


图 5　由冷凝器取出的功率对溶液的終結和起始溫度之差 $t^{\circ}_{K}-t^{\circ}_{H}$ 的相依曲綫.

直綫相应于不同的循环周期：1——$\Delta t=2$ 秒；2——$\Delta t=1$ 秒；3——$\Delta t=0.5$ 秒.

由图 5 可見，由某一数值开始（約 100°C），溶液发热的增大对功率增加的影响就不大了. 这点可以用发热增大后在冷凝器內引出热量所需时間同时也增大来解释. 溶液的起始温度低而发热少时，需要的超临界性不大（見图 6），所以最好把工作状况选成这个样子，使得溶液的起始温度 $\lesssim 80°C$，而中子閃发时溶液的发热 $\lesssim 100°C$（在实驗性閃发堆內）. 这样就能在超临界性的生成速率不大，活性区內的压力也不大的条件下工作了.

3. 中子和水力学参数

現在来看看中子閃发时的鏈式反应过程，和第 1 节一样，假定反应性的变化只由因为溶液的比容增大，因而由活性区被挤出来决定.

溶液的密度和温度与活性区內中子的密度　溶液(按活性区体积)的平均密度 ρ 和經由連通管被挤出的溶液質量 ΔM，起始时間下活性区內溶液的密度 ρ_0 和質量 $\mathscr{M}_0$ 之間有关系式如下：

$$\rho=\rho_0\left(1-\frac{\Delta M}{\mathscr{M}_0}\right).\tag{2}$$

此外，溶液的密度是温度和压力的函数. 由于活性区內热中子密度分布很平，加以溶液連續被挤出，使溶液温度拉平，在活性区范围內溶液密度的变化可以略去.

在上面研究过的閃发中子堆示意图中最有实际意义的是溶液温度数量級为 300°C 或較小的这一方案. 这时溶液密度的变化主要由温度的变化来决定. 由活性区挤出溶液的連通管的横截面选得使活性区內的压力大于飽和压力不多. 所以在計算时可以把溶液密度对飽和压力的相依性取作对温度的相依性.

方程式(2)可以改写成下形：

$$\frac{\rho}{\rho_0}=\frac{1}{1+\int_{t_0^{\circ}}^{t^{\circ}}\beta(t^{\circ})dt^{\circ}},\tag{3}$$

* 原註：实际上的功率要略略大些，因为在反射层中也会发出部份热量（$\lesssim 7\%$）.

** 原註：見本文第二註释.

其中 $\beta(t^\circ)$ 是水的相对膨胀系数，t_0° 是溶液的起始温度． 溶液温度随时間的变化可用下式来描述：

$$\frac{dt^\circ}{dt} = \frac{g}{T(t^\circ)M(t^\circ)c(t^\circ)}N(t), \tag{4}$$

其中 $N(t)$, $T(t^\circ)$, $M(t^\circ)$, $c(t^\circ)$分别为活性区內中子的数目，堆內中子的平均寿命，温度t°及时間 t 时溶液的質量和热容量；$g = g_0f$ (g_0 是 U^{235} 核俘获热中子时給溶液的热能，f 是 U^{235} 核俘获中子的几率)．

在我們所研究的情形下决定活性区內的中子数对时間的相依性的方程式可以写成下形：

$$dN = \frac{N\Delta k(t)}{T(t)}dt, \tag{5}$$

$$\Delta k(t) = k_{эфф}(t) - 1, \tag{6}$$

其中 $k_{эфф}$ 是沒有考慮緩发中子的影响时中子的有效增殖系数．

$k_{эфф}$ 对溶液参数和活性区几何形状的相依性在我們所研究的情形下可用近似关系式来确定：

$$k_{эфф} \simeq k_\infty e^{-\mathscr{M}_0^2 x^2 \gamma^2}, \tag{7}$$

$$x^2 = \left(\frac{\pi}{R+\delta}\right)^2,$$

其中 k_∞ 是沒有考慮緩发中子时的增殖系数；R 是活性区的半径，$\mathscr{M}_0^2$ 是中子的有效迁移面积；δ 是考慮反射层影响的活性区半径有效附加值；γ 是温度为 t° 时溶液的比容对室温下的比容之比*．

引入下列无因次变数：

$$\tau = \frac{t}{T_0}, \mu = \frac{\Delta M}{M_0}, \theta = \frac{t^\circ}{100^\circ\mathrm{C}}, y = \frac{N}{N_m}.$$

其中 N_m 是活性区內中子的某种特征値，約等于中子閃发时活性区內的最大中子数(見下)，T_0 是中子閃发之初活性区內中子的寿命．很清楚，

$$T \simeq \frac{T_0}{1-\mu}. \tag{8}$$

在起始时刻 $\tau = 0$, $\mu = 0$, $\theta = \theta_0$, $y = y_0$, $c = c_0$, $\rho = \rho_0$.

利用已引入的符号，就可把方程式(3)，(4)，(5)写成下面形式：

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \mu = \frac{1}{1 + \int_{\theta_0}^{\theta} \beta(\theta')d\theta'}, \tag{9}$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{c_0}{c}By, \tag{10}$$

$$\frac{dy}{d\tau} = (1-\mu)\,\Delta k(\theta)y \tag{11}$$

$$\left(B = \frac{gN_m}{V_{а.з.}c_0 100^\circ(^\circ\mathrm{C})\rho_0},\ V_{а.з.}\ 是活性区的体积\right).$$

其次假定起始时刻的剩余反应性是 Δk_0，其后由于溶液的密度按照公式(7)而降低的結果

* 原註：在活性区的体积約为15立升，反射层为鎳时，$\mathscr{M}_0^2 \simeq 26$ 厘米^2；$\delta \simeq 7.6$ 厘米．

反应性降低. 所以可以写:

$$\Delta k(\theta) = (1 + \Delta k_0) e^{-L^2\left\{\frac{1}{(1-\mu)^2} - 1\right\}} - 1, \tag{12}$$

$$L^2 = \mathscr{M}_0^2 \varkappa^2 \left(\frac{\rho_{\mathrm{H_P}}}{\rho_0}\right)^2, \ \rho_{\mathrm{H_P}} = 1 \text{克/厘米}^3.$$

方程式組(9)—(12)可以解成积分式:

$$y(\theta) = y_0 + \int_{\theta_0}^{\theta} F(\theta') d\theta', \tag{13}$$

$$\tau(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{c(\theta') d\theta'}{c_0 B y}, \tag{14}$$

其中

$$F(\theta) = \frac{c(\theta)}{c_0 B} [1 - \mu(\theta)] \left\{ (1 + \Delta k_0) e^{-L^2 \left(\frac{1}{(1-\mu)^2} - 1\right)} - 1 \right\}. \tag{15}$$

在我們研究的情形下 $\Delta k_0 \ll 1$, $\mu \ll 1$. 所以为了得出近似解, 可以在公式(15)中命 $c = c(\bar{\theta}) = \bar{c}$, 在方括弧內取 $\mu = \mu(\bar{\theta}) = \bar{\mu}$, 而在大括弧內的指数項可以分解为 μ 的冪級数, 在分解后的綫性項系数中引入常数因子, 以这样修正后的綫性項作近似. 常数因子必須选得使函数 $F(\theta)$ 的近似値和精密値在 μ 的同一数值下为零.

温度的平均值 $\bar{\theta}$ 实际上和 $\Delta k(\theta)$ 为零时的値相符合. 在用 $\mu(\bar{\theta})$ 来代換 $\mu(\theta)$ 时把这一数值选为平均值, 有

$$F(\theta) \simeq \frac{\bar{c}}{c_0 B} (1 - \bar{\mu}) (\Delta k_0 - m\mu), \tag{16}$$

其中

$$\bar{\mu} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L^2} \ln(1 + \Delta k_0) + 1}}, \quad m = \frac{\Delta k_0}{\bar{\mu}}.$$

由于 $\mu \ll 1$, 由公式(9)可得

$$\mu \simeq \int_{\theta_0}^{\theta} \beta d\theta' \tag{17}$$

在不高的温度下($t^\circ \lesssim 300°\mathrm{C}$) β 对压力的相依性不強而有下列近似关系式:

$$\beta = a t^\circ = 0.075\,\theta \ (t^\circ \lesssim 200°\mathrm{C};\ \theta \lesssim 2), \tag{18}$$

$$\beta = a_1 t^\circ + b_1 (t^\circ)^2 + d_1 (t^\circ)^3 = 0.133\,\theta - 0.085\theta^2 + 0.028\,\theta^3 \ (t^\circ \lesssim 300°\mathrm{C};\ \theta \lesssim 3). \tag{19}$$

利用公式(16)—(19), 即可知函数 $y(\theta)$ 由下列方程式来定:

$$y = y_0 + \gamma_1(\theta - \theta_0) - \gamma_3(\theta^3 + \theta_0^3) \quad (t^\circ \lesssim 200°\mathrm{C};\ \theta \lesssim 2), \tag{20}$$

$$y = y_0 + \gamma_1'(\theta - \theta_0) - \gamma_3'(\theta^3 - \theta_0^3) - \gamma_4'(\theta^4 - \theta_0^4) - \gamma_5'(\theta^5 - \theta_0^5) \ (t^\circ \lesssim 300°\mathrm{C};\ \theta \lesssim 3), \tag{21}$$

$$\gamma_1 = B_1 \Delta k_0 \left(1 + \frac{m a \theta_0^2}{2 \Delta k_0}\right), \ \gamma_3 = B_1 \frac{ma}{6},$$

$$\gamma_1' = B_1 \left[\Delta k_0 + m\left(\frac{a_1}{2}\theta_0^2 + \frac{b_1}{3}\theta_0^3 + \frac{d_1}{4}\theta_0^4\right)\right],$$

$$\gamma_3' = B_1 \frac{m a_1}{6}, \ \gamma_4' = B_1 \frac{m b_1}{12}, \ \gamma_5' = B_1 \frac{m d_1}{20},$$

$$B_1 = (1 - \bar{\mu}) \frac{\bar{c}}{B c_0}.$$

由方程式(20)，(21)可以求出温度 θ_m 的极大値，这一极大値是 $\theta > \theta_0$ 时这些方程式的第一个近似根.

要是溶液的最終温度 $t_k' \lesssim 200°C$，則在使用公式(17)，(18)及(20)来計算时可以达到很能令人满意的精确度而計算特别簡单. 現在我們使用最后几个公式来作某些定性的結論.

由于 β 对温度的相依性不強，在作定性估計时可以認为 $\beta = \bar{\beta} =$ 常数. 在这一情形下溶液的最終温度就是

$$\theta_m = \theta_0 + \frac{\Delta k_0}{m\bar{\beta}}(1 + \xi), \tag{22}$$

而反应性的最終値

$$\Delta k_m = -\Delta k_0 \xi, \tag{23}$$

其中

$$\xi = \sqrt{1 + \frac{2c_0 B m \bar{\beta} y_0}{\bar{c}(1 - \bar{\mu})\Delta k_0^2}}.$$

在实际上有假値的全部情形下 $\xi \simeq 1$.

由方程式 (22) 可得出溶液温度最終値的变化和起始反应性数値的变化 Δk_0 之間的近似关系式如下:

$$\frac{\Delta\theta_m}{\theta_m} \simeq \left\{1 - \frac{\theta_0}{\theta_m}\left(1 + \frac{2c_0 B y_0}{\bar{c}(1 - \bar{\mu})\xi\theta_0\Delta k_0}\right)\right\}\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0} \simeq \left(1 - \frac{\theta_0}{\theta_m}\right)\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0}. \tag{24}$$

在实际上有假値的情形下当 $\theta_m \sim 2\,\theta_0$ 时由关系式(24)有:

$$\frac{\Delta\theta_m}{\theta_m} \simeq 0.5\,\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0} \tag{24'}$$

在考慮了系数 β 对温度的相依性以后，上面所作的定性結論仍然正确.

可以認为，如 $\frac{\Delta\theta_m}{\theta_m} \lesssim 0.1$，則中子閃发时可以达到足够的发热稳定性. 可能发生的 Δk_0 振动的规模可以按公式(7)估計. 由它可知，在活性区的体积 $V_{a.з.}$ 約为 15 立升时有下列关系式:

$$\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0} \simeq -0.15\frac{1 + \Delta k_0}{\Delta k_0}\left(4\frac{\Delta\gamma^2}{\gamma^2} + \frac{\Delta\rho_H'}{\rho_H'}\right), \tag{25}$$

$$\rho_H' = \frac{\rho_H}{\rho_5},$$

式中 ρ_H 和 ρ_5 分别是氢和同位素 U^{235} 的核密度.

在 $\frac{\Delta\theta_m}{\theta_m} \lesssim 0.1$ 时比較公式(24′)及(25)，可知在被研究的閃发反应堆数型中如滿足不等式

$$4\frac{\Delta\gamma^2}{\gamma^2} + \frac{\Delta\rho_H}{\rho_H} \lesssim 0.2\,.$$

則放热稳定的条件滿足. 实际上，这就表示如中子閃发以前如溶液温度能以 ±5—10°C 的准确度維持不变，活性区內鈾的数量以 ±10% 的准确度維持不变，則可以达到充分稳定的放热.

在以上研究过的中子閃发过程中如剩余反应性在閃发时增大或縮小，則閃发持續时間分别減小或增大. 这一点可以用来解释发热中相当高的稳定性. 如和已研究过的情形不同，在中子閃发时反应性按照与剩余反应性数値无关的一定规律而变化时，維持使用普通水和浓集鈾的閃发反应堆发热的稳定性就困难了. 可以証明，在后一种情形之下，为了維持充分的放热稳定性，必須以比在本文所描述的方式工作的反应堆上大几倍的精确度来保証維持中子閃发开始之前溶液的温度和鈾的質量不变.

为了以給定的精确度解方程式(9)及其他方程式，可以使用只在自变数改变不多的間隔內确定各函数的解析相依性这种方法，比起数値积分法来这一計算方法在溶液的最終温度高时解决所研究的問題的复杂程度有时要小些．相应的計算公式可以如下导出．設在时間 $\tau=\tau_i$ 时有相应于剩余反应性 Δk_i 的超临界性．对在其中滿足不等式

$$\left|\frac{\Delta k_i(\tau)-\Delta k_i}{1+\Delta k_i}\right| \ll 1 \tag{26}$$

的 τ 值間隔($\tau_i<\tau<\tau_{i+1}$)来說（上式中在 $\tau_i<\tau<\tau_{i+1}$ 时 $\Delta k_i(\tau)=\Delta k(\tau)$）可以在方程式(7)的基础上写出

$$\Delta k_i(\tau)=\Delta k_i-(1+\Delta k_i)\alpha_i[t_i^\circ(\tau)-t_i^\circ], \tag{27}$$

其中

$$\alpha_i=\mathscr{M}_0^2 x^2\left(\frac{\Delta\gamma^2}{\gamma^2}\right)_{t^\circ=\frac{t_i^\circ+t_{i+1}^\circ}{2}},$$

$$t_i^\circ(\tau)=t^\circ(\tau)\quad(\tau_i<\tau<\tau_{i+1}\text{ 时}).$$

联立解方程式(27),(4),(5),可得

$$\tau=d_i\pm\frac{1}{\sqrt{P_i}}\ln\frac{1+\sqrt{1-\frac{2S_i}{P_i}y}}{1-\sqrt{1-\frac{2S_i}{P_i}y}}, \tag{28}$$

式中

$$S_i=\frac{gN_m(1+\Delta k_i)\alpha_i(1-\mu_i)}{M_0c_i};$$

$$P_i=b_i^2+2L_ie^{a_i},$$

其中 a_i, b_i, d_i 是由起始条件（$\tau=\tau_i, y=y_i$ 时）决定的常数，d_i 按（28）式，a_i 及 b_i 按下式来决定：

$$a_i=\ln y_i,\qquad b_i=\frac{d}{d\tau}\ln y_i.$$

相应地

$$\Delta k_i(\tau)=\pm\sqrt{P_i}\sqrt{1-\frac{2S_i}{P_i}y}, \tag{29}$$

$$t_i^\circ(\tau)=t_i^\circ+\frac{1}{\alpha_i}\ln\frac{1+\Delta k_i}{1+\Delta k_i(\tau)}. \tag{30}$$

$\Delta k(\tau)$ 是单調下降函数．当 y 采取使 $\Delta k(\tau)$ 为 0 的数值时函数 $\Delta k(\tau)$ 变号(由正变負)．相应地表示式(28)中 $\tau(y)$ 的符号也变号．

現在来估計一下中子閃发时最大通量的数值．为此我們使用公式(28)．考虑到在实际上有假值的情形下 $\Delta k_0\ll 1$,由公式(28)可得：

$$y_{\max}=\frac{P_1}{2S_i}\simeq y_0+\frac{M_0c_0}{2g\alpha_1N_m(1+\Delta k_0)}\Delta k_0^2 \tag{31}$$

或

$$N_{\max}=N_{om}+\frac{M_0c_0}{2g\alpha_1(1+\Delta k_0)}\Delta k_0^2, \tag{32}$$

其中 N_{om} 是达到最大超临界性时活性区內的中子数．

根据起始条件可以估計出 N_{om} 的数值．起始条件是形成起始反应性 Δk_0 时活性区內所发

的热比中子閃发时总放热小得多.

很清楚，在給定的参数 Q_1 和 Δk_0 的数值下放热(Q_1)終了时，中子密度的最大值恰好对应于超临界性瞬时生成这一情形. 这时

$$N_0 \sim e^{\frac{\Delta k_{0_t}}{\tau}},$$

$$Q_1 \sim \frac{g}{\Delta k_0} e^{\frac{\Delta k_{0_t}}{\tau}}.$$

由此

$$N_{om} \simeq Q_1 \frac{\Delta k_0}{g}$$

或

$$N_{om} \simeq \frac{Q}{g} \frac{Q_1}{Q} \Delta k_0. \tag{33}$$

在实际上有假値的情形下 $\Delta k_0 \lesssim 0.1$，$M \simeq 15$ 公斤，$V_{a.з.} \cong 15$ 立升，$Q \simeq 3000$ 大卡，$\frac{Q_1}{Q} \lesssim 0.1$，$\alpha_1 \simeq 10^{-3} \frac{1}{°C}$. 在这一情形下使用文献[1]中列举的鈾核裂变时放出能量的数据和有效中子截面的数据，就可得出中子閃发时估計按活性区体积平均后活性区內热中子通量极大值的公式:

$$(\overline{nv})_{max} \simeq 2 \times 10^{19} \Delta k_0^2 \text{ 中子/厘米}^2\text{秒}, \tag{34}$$

例如，当 $\Delta k_0 \simeq 0.1$ 时有

$$(\overline{nv})_{max} \simeq 2 \times 10^{17} \text{ 中子/厘米}^2\text{秒}.$$

上面举出的对最大中子通量的估計和直接計算是符合的. 下面会举出这种計算的某些結果. 图 6 和图 7 上表示的是实际上有假値的情形下* 及不同起始超临界性 Δk_0 下中子閃发时活性区內溶液温度及热中子通量对时間的相依性的典型例子.

活性区內的压力 为了测定中子閃发时活性区內的压力必須研究溶液在这时所产生的运

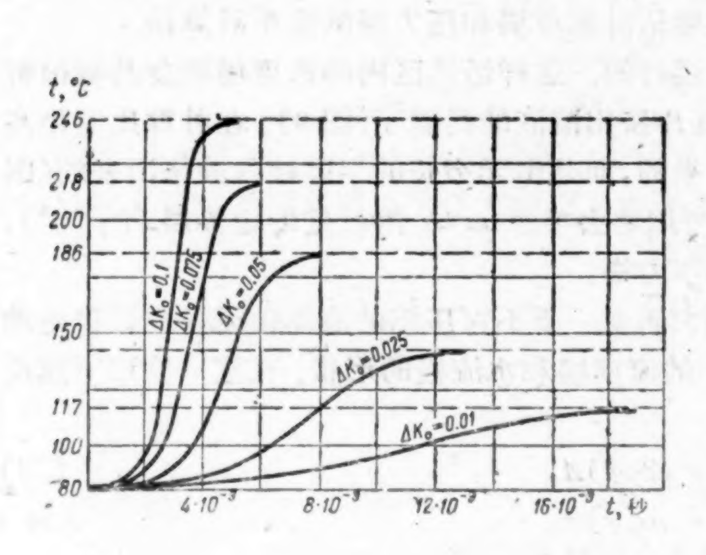


图 6 在参数 Δk_0 的不同数值下活性区內溶液温度对时間的相依曲綫

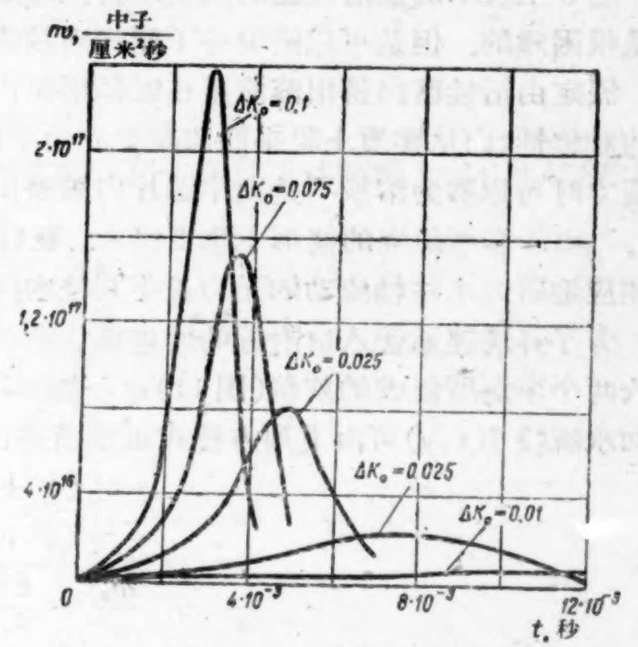


图 7 在参数 Δk_0 的不同数值下活性区內热中子通量对时間的相依曲綫

* 原註: 見本文第二註.

动．在一般情形下液体运动的方程式可以写成下形[2]：

$$\rho\left[\frac{\partial \vec{w}}{\partial t}+(\vec{w}\vec{\nabla})\vec{w}\right]=-\operatorname{grad}p+\eta\Delta\vec{w}+\left(\xi+\frac{\eta}{3}\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{w}, \tag{35}$$

其中 $\vec{w}$ 是速度，p 是压力，ρ 是密度，ξ 和 η 是粘滞系数．

連續方程式也經常有效：

$$\operatorname{div}\vec{w}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}. \tag{36}$$

和上面一样，在被研究的情形下可以略去溶液密度对坐标的相依性，卽認为 $\rho=\rho(t)$．这样，方程式(35)中的最末一項为零．此外，在所有实际上有意义的情形下，$\eta\Delta\vec{w}$ 項在压力內的份額是很小的，可以略去．所以在这里所研究的情形下，可以使用尤勒公式：

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t}+(\vec{w}\vec{\nabla})\vec{w}=-\frac{1}{\rho}\operatorname{grad}p. \tag{37}$$

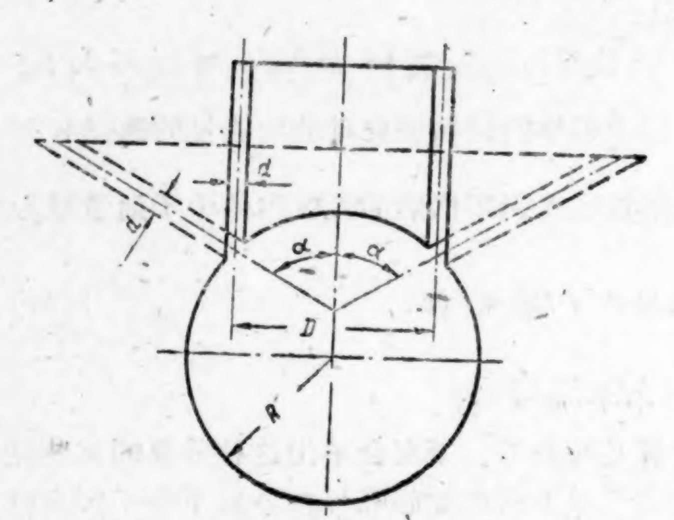


图 8　活性区示意图

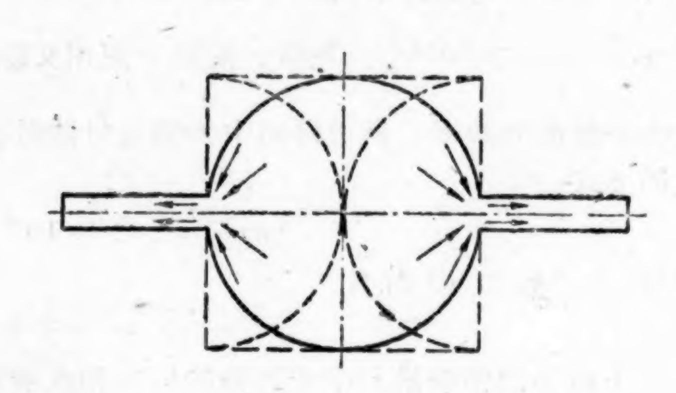


图 9　由半圓片挤出溶液的情形

图 8 上表示的是活性区的大致形狀．对图 8 上所画出的几何形狀精密地解(36)及(37)当然是很困难的．但是可以研究一下能相当精确地估計速度場和压力場的簡单計算法．

假定由活性区內挤出溶液是在直徑平面內进行的．这样活性区內的速度場就会具有很鮮明的对称性，而从实質上說来問題就变成由半圓片挤出溶液的問題了(图 9)．在計算比它稍高的压力时可以認为溶液不是由半圓片內被挤出来的，而是由无穷长的半圓柱內被挤出来的(图 10)．由于在所研究的情形下速度很大，最后可以略去平面 $aa'bb'$ 附近处的边界层(图 10*)，而相应地研究水往軸流动的无穷长半圓柱內的压力場．

为了弄清連通管入口附近的速度場，我們来研究一下不可压縮的液体由无限空間稳定地流入两个平面所組成的狹縫(图 11)这一情形下的速度場和水流綫的形狀．在这一情形下速度場和水流綫 $J(x,y)$ 可由下列方程式組来描述：

$$x=(\varphi+e^{\varphi}\cos\psi)A, \tag{38}$$

$$y=(\psi+e^{\varphi}\sin\psi)A, \tag{38'}$$

$$\frac{w_x}{w^2}=\frac{\partial x}{\partial\varphi},\quad \frac{w_y}{w^2}=\frac{\partial y}{\partial\varphi}$$

---

* 原註：边界层的厚度是 $l\simeq\frac{L}{\sqrt{Re}}$ [8]，式中 L 是特性尺寸，Re 是列諾里特斯 (Рейнольдс) 常数．在我們的情形下 L 是活性区直径($L\sim D_{a.з.}\sim 30$ 厘米)．設 $l=1$ 毫米，卽得相应的速度为 $w\simeq 0.3$ 米/秒．在实际上有假値的情形下速度 $w>1$ 米/秒．这样，边界层的厚度不会超过 1 毫米．

(φ 是速度势，ψ 是通量函数，$2\pi A$ 是平面之間的距离）.

由图 11 可見，直到連通管入口处为止，速度場是軸向对称的. 在連通管內水流很快地就变成平面平行的了. 由于假定連通管的寬度(d)比它的直径和活性区的直径小得多，在所研究的情况下的現象也与此相似. 水流的半径必須选为 $R_0 = \frac{d}{\pi}$. 这样連通管和水流的通过截面相同的条件才能得到满足.

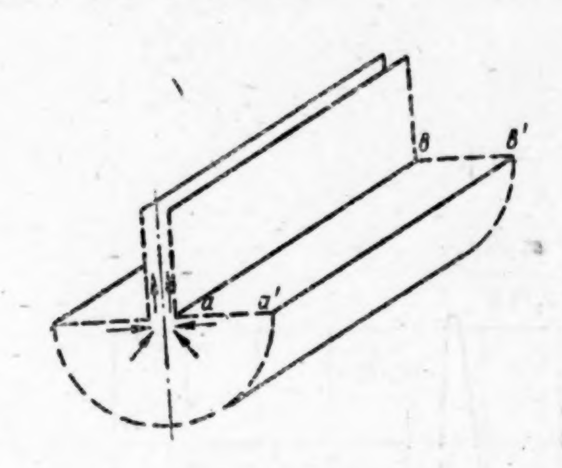


图 10 由无穷长半圓柱挤出溶液的情形

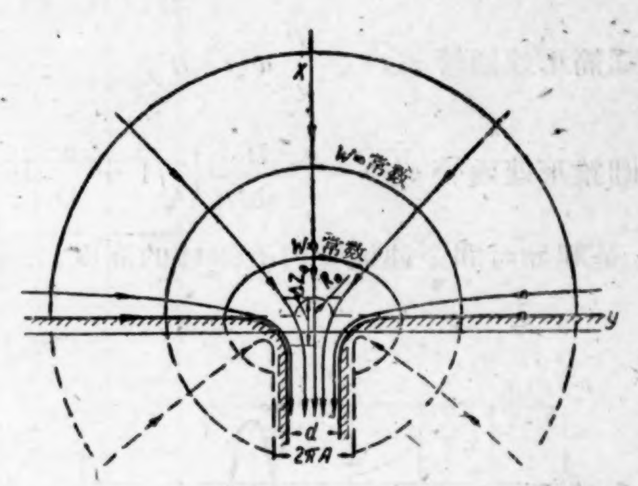


图 11 在平連通管入口附近液体的运动

在圓柱对称的情形下，使用方程式(36)及(37)，便得速度和压力对半径 r 和时間 t 的相依性如下：

$$w(r,t) = \frac{r\rho'}{2\rho}\left(\frac{R^2}{r^2} - 1\right), \tag{39}$$

$$p(r,t) = \frac{1}{8\rho}\rho'^2 R_0^2\left[\left(\frac{R^4}{R_0^2} + 1\right) - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\left(\frac{R^4}{r^4} - 1\right)\right] + \frac{1}{4}\left(\rho'' - \frac{\rho'^2}{\rho}\right) \times$$
$$\times\ R_0^2\left[2\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \ln\frac{r}{R_0} - \left(\frac{r^2}{R_0^2} - 1\right)\right] + p(R_0 t) \tag{40}$$

$\left(R \text{ 是圓柱的半径}, \rho' = \frac{d\rho}{dt}, \quad \rho'' = \frac{d^2\rho}{dt^2}\right)$.

决定圓柱表面上即 $r = R$ 时的压力是最有兴趣的. 压力在那里达到极大值. 比較(39)及(40)，就可看出圓柱表面上的压力可以写成下形：

$$p_R(t) = \frac{\rho}{2} w^2_{r=R_0} + \frac{\rho}{2} w'_{r=R_0} R_0 \left\{\frac{\frac{R^2}{R_0^2}\left(2\ln\frac{R}{R_0} - 1\right) + 1}{\frac{R^2}{R_0^2} - 1}\right\} + p(R_0) \tag{41}$$

$\left(w' = \frac{\partial w}{\partial t}\right)$.

用 $p(w^2)$ 及 $p(w')$ 分別表示公式(41)內的第一及第二两項，則

$$p_R(t) = p(w^2) + p(w') + p(R_0). \tag{41'}$$

在 $R \gg R_0$ 时

$$p_R \simeq \frac{\rho}{2} w^2_{r=R_0} + \frac{\rho}{2} w'_{r=R_0} R_0\left\{2\ln\frac{R}{R_0} - 1\right\} + p(R_0). \tag{42}$$

在公式(41)及(42)中，第一項相应于溶液穿經連通管的挤出过程稳定后容器內所产生的压力，第二項則决定挤出速度变化时克服溶液的慣量所需的压力. 在实际上有意义的情形下，

当 $R \gg R_0$ 时压力的組成項 $p(w')$ 內对活性区半径的相依性很弱．指出这一点是很重要的．所以在計算 $p(w')$ 的数值时可以不必把有效半径代入 R 值，只消用活性区直径代入就行了．

在估計 $p(R_0)$ 的分量时不仅要考虑反压力的存在，还要考虑克服充滿連通管內的溶液柱的慣性所需的压力 $p(z)$．考虑到連通管做成寬度相同的薄圓筒形或薄圓錐形，略去連通管壁上的边界层以后可得

$$p(z) = \rho \dot{w}'_{r=R_0}\{z(t) + z_0\}, \tag{43}$$

对圓筒形連通管 $z(t) = \int_0^t w(t')dt'$，

对圓錐形連通管 $z(t) = \frac{D}{2\sin\alpha}\left\{\sqrt{1 + \frac{4}{D}\sin\alpha\int_0^t w(t')dt'} - 1\right\}$

（z_0 是起始时間下連通管內液体柱的高度，2α 是圓錐頂平面角）．

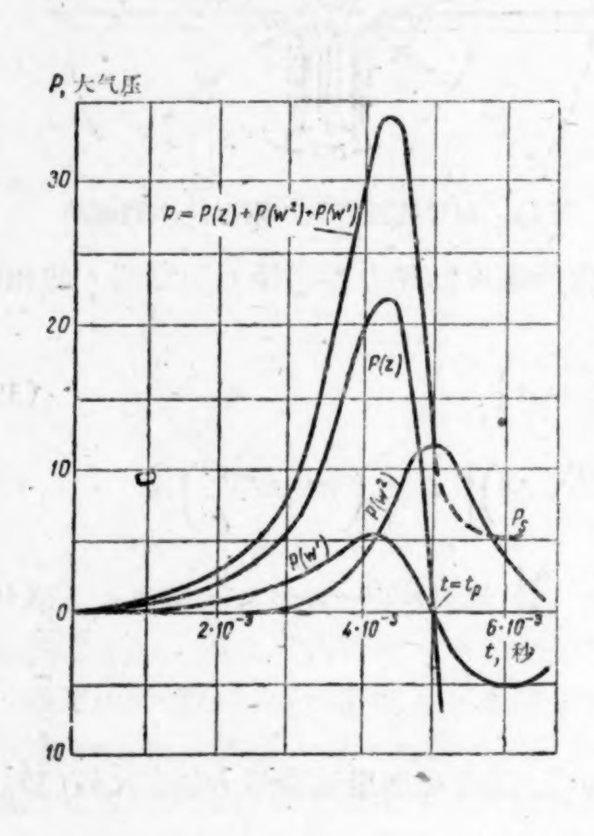


图 12 活性区内压力对时間的相依曲綫

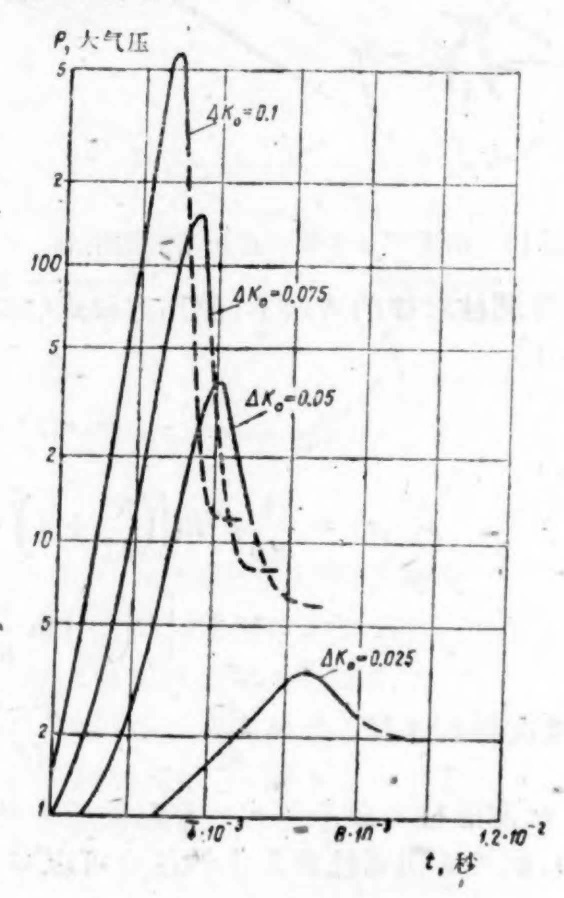


图 13 参数 Δk_0 不同数值下活性区內压力对时間的相依曲綫

为了計入靠近連通管入口处那部分溶液的运动，在决定压力分量 $p(z)$ 时必須把連通管內溶液柱的眞正高度加大一些，加大的数値約等于連通管的寬度（图 11，$\Delta z_0 \sim d$）．

連通管內溶液的速度和活性区內溶液的温度之間有关系式如下：

$$w(\theta)_{r=R_0} = \frac{V_{a.з.}}{\omega T_0(1-\mu)^2}\frac{d\mu}{d\tau}, \tag{44}$$

其中 ω 是連通管通过截面的面积．

图 12 表示活性区內压力对时間的典型的关系曲綫（$V_{a.з.} = 15$ 立升，$L^2 = 0.5$，$\Delta k_0 = 0.05$，$y = 0.01$，$\theta_0 = 0.8$，$z_0 = 5$ 厘米，$d = 2$ 厘米）．由图可見，由某段时間 $t = t_p$ 开始压力的分量 $p(w')$ 和 $p(z)$ 会具有負値．这是由于由这段时間 t_p 开始溶液流入連通管的速度減小之故．这时在連通管附近流过的溶液应当中断而活性区內的压力应該降到由这时（t_p）溶液的温

度来决定的饱和压力值. 由这段时間 t_p 开始压力曲綫用虛綫表示.

連通管内水流中断时由于反射层的性質改变，反应性突然降低. 因而鏈式反应的衰減就会加速，而活性区溶液发热的最高温度会略略下降.

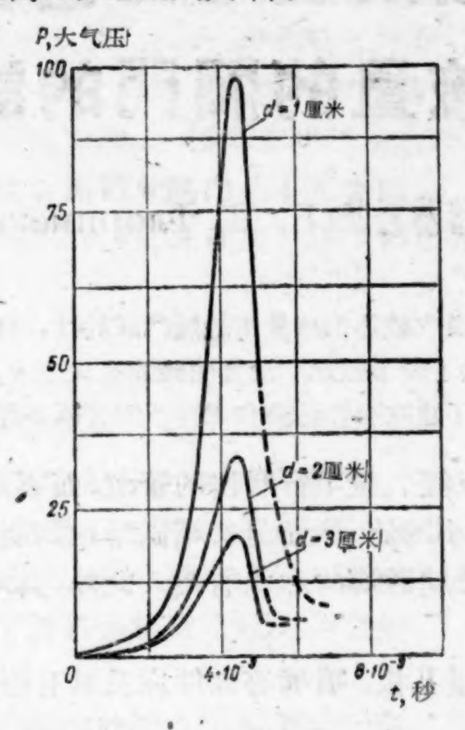


图 14 在不同的連通管寬度下活性区內压力对时間的相依曲綫

图 13 及 14 表示，在起始反应性变化 Δk_0 及連通管寬度 d 变化时，图 12 所画压力对时間的相依性如何变化.

作者乘此机会感謝庫尔恰托夫(И. В. Курчатов)院士对本工作的关怀，感謝然可夫 (Ю. Н. Занков)参加对本工作結果的討論，还感謝索柯洛夫 (А. К. Соколов) 参加做了若干計算工作.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 605—617.

参 考 文 献

[1] Д. Юз: Нейтронные исследования на ядерных котлах, Изд. ИЛ, 1954.
[2] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц: Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1953, стр. 67.
[3] Там же, стр. 183.
[4] Г. Ф. Проскура: Механика турбомашин, Машгиз, Киев, 1954, стр. 73.

作为調节核反应堆工艺管道內載热剂流量的閥門的計算

弗洛林斯基(Б. В. Флоринский)

在进行作为調节反应堆管道內載热剂流量用的閥門設計时，将出現一些活瓣*形狀的选择問題．本文根据閥門的实驗特性，提供了調节載热剂流量曲綫的建立方法，并利用已給出的調节曲綫，确定閥門活瓣的形狀．并以例援引了建立有桿活瓣和无桿活瓣时所必需的計算．

由于核反应堆中，載热剂流經大量平行联接的管道，而要求細調其流量．为此，就必需有可能将載热剂流量改变一个很小的值，从而足够精确地达到所給定的流量．

調节的均匀性，首先与調节閥活瓣的形狀有关．此外，其均匀性尚与装有閥門的迴路特性有关．

輸送管成形部分、流量測量孔板、噴嘴等部件以及具有固定通道截面的接头之水力阻力，一般以下式表示：

$$\Delta p=\xi\frac{\omega^2}{2g},\qquad(1)$$

其中：ω——液体之速度，单位为米/秒．Δp——流动液体的水力阻力(米液柱)．ξ——阻力係数(在管子情况下，設想其中包含了口径数，即 $\xi=\lambda\frac{l}{d}$)．

各个部件和具有固定通道截面接头之阻力係数，一般地講并非常数．当雷諾数达到一定值时，阻力係数是雷諾数的函数．由于雷諾数对水力阻力之影响，无可比拟地要比速度对水力阻力之影响小，因而認为，所指其全部阻力，均具有不变的阻力係数．

与这些部件不同的閥、水栓、閘門和其它类型的閉鎖調节装置是具有可变通道截面阻力的．故其阻力係数是变的．而影响其閥門阻力係数大小的主要是通道截面积或閥門开启度．

Q，Δp 曲綫乃是不变的阻力係数特性．它是根据式(1)建立的．

具有变阻力係数閥門的特性，不能以一根曲綫表示．其实，針对閥門之每一开启度，均可以認作是在固定的通道截面情况下，具有不变的阻力係数．

每一开启度将符合于自己的 Q，Δp 曲綫．总括地以曲綫族表示其閥門特性(图 1)．

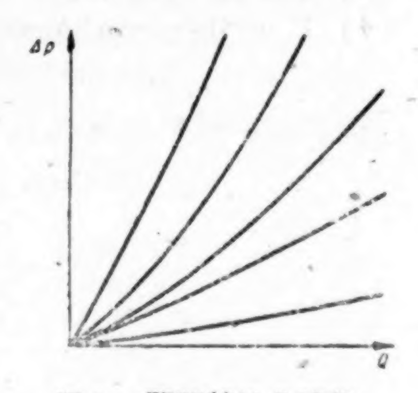


图 1 閥門特性曲綫族的一般形狀

鑒于流动液体在閥門中的复杂性，应用計算方法决定其阻力係数的大小是不可能的．曲綫族应由实驗决定：在不同的流量下，液体流經有不同通道截面阻力測量的閥門．

---

* 乃閥門之重要另件——譯者註．

液体流量和閥門开启度的关系(調节曲綫)

Q, $\triangle p$ 曲綫族是閥門的“客观”特性. 不論閥門处在怎样的迴路中以及迴路的个別区段存在怎样的阻力,此曲綫族仍然是正确的. 因此,当迴路工作时,閥門在一定的开启度情况下,允許經过其建立一定的液体流量. 在这样的开启度和流量情况下,閥門之阻力将等于按其特性曲綫所找得的数值. 如果迴路的阻力頗大,甚至在閥門最大开启度情况下,在此迴路中也不能保証所要求的流量,这时,就意味着选择此閥門是不正确的.

因此,液体流量和閥門开启度之关系(此种关系以下称之为調节曲綫),非但決定了閥門特性,且也決定了迴路的工作条件.

在迴路工作时,可知:

1. 流量 Q, H 与安置压力差的联系.
2. 迴路特性 Q, $\triangle p_к$ (除調节閥門 $\triangle p_в$).
3. 迴路中所研究的部分和其它部分之相互联系.

显然,迴路的工作情况可能是极不相同的(例如:液流自具有固定液面的水池,流經一封閉而带有离心泵的輸送管迴路). 但是,建立調节曲綫的原理却是一样的.

試看这样一种情况: 当封閉迴路是核反应堆的一次迴路(图 2)时.

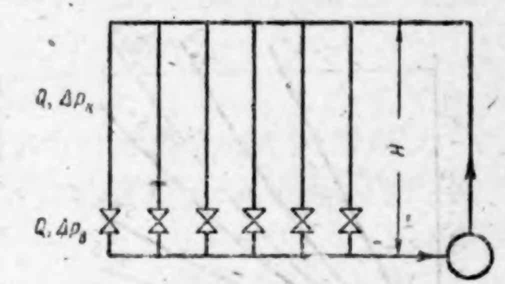


图 2　反应堆管道的一次迴路系統图

載热剂用泵抽送入集流管,并由此送入一系列平行联接的管道. 每根管道中的流量依賴于各閥門調节的传热情况. 載热剂自管道流入合流的集流管,由此再入泵. 为了簡化起見,在系統图上未接入热交換器.

若管道为数頗多,則在調节其中一根管道中的載热剂时,事实上經过反应堆的总流量无所变化. 如此,泵是在恒定流量情况下工作的. 因而,压力差也是恒定的. 所以,具有載热剂总流量的迴路部分,其阻力是一定的. 这是因为在分配集流管和合流集流管之間的压差 H 是恒定的緣故.

由于所有的管道和閥門是同样的,且其中之安置压差也是一样的,因此可以取出一根支管来研究(以后称之为它的分路). 并为其建立調节曲綫. 同时,此曲綫对所有其它支管(分路)而言也是适用的.

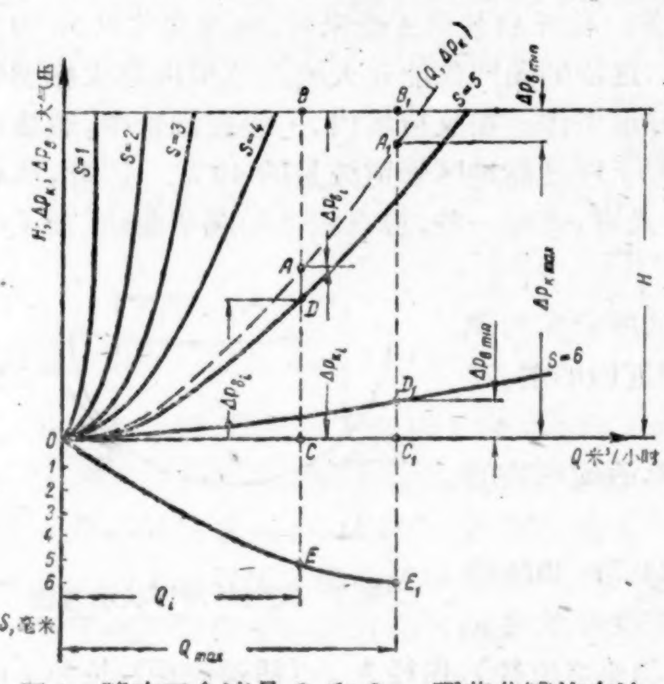


图 3　建立二个流量 Q_i 和 Q_{max} 調节曲綫的方法

建立二个流量 (Q_i 和 Q_{max}) 調节曲綫的方法示于图 3. 这方法是这样的:

1. 在 Q, $\triangle p$ 坐标中建立:

a) 用实驗方法得到的 Q, $\triangle p_в$ 曲綫族表示其閥門特性. 对閥門开启度为 $S = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ 毫米时,在图中以六根曲綫表示.

б) 分路特性曲綫 Q, $\triangle p_к$ (此分路即由分配集流管到合流集流管, 以导入和导出管等与工艺管道一端相联的任一平行支管),是由計算方法获得的.

в) 描繪安置压力和流量关系的曲綫. 在我們的情况下, 集流管中的压差与一根管子中

的流量无关．因此可以認为H等于常数．

在另一种情况下，譬如：分路乃是由一根管子組成的，則将在H等于常数的水平直綫处，以离心泵的Q，H特性代替之．至于建立調节曲綫的其余問題，正如以下所述及的一样．

2．按流量Q_i，由Q，$\Delta p_к$曲綫得出分路阻力$\Delta p_{кi} = CA$．由H等于常数之曲綫，安置压差$CB = H_i = H$．

3．在同样Q_i流量的情况下，安置压差$H_i - \Delta p_{кi} = AB$，必然为閥門所消耗．若将$H_i - \Delta p_{кi} = AB$之綫段自C点往上量，則得到了在此流量下閥門所需要的开启度．CD綫段上D点的曲綫（本情况下乃$S = 5$毫米之曲綫），决定了閥門所需要的开启度（$S = 5$毫米）．

4．由流量Q_i和开启度（$S = 5$毫米），可找得調节曲綫的E点．此点处在QS坐标下面的正方形中．

利用这种方法也可得到調节曲綫的其它各点．

为了得到載热剂可达的最大流量大小，必需选取这样的垂綫C_1B_1，它抵消了与其相等的綫段A_1B_1（在安置压差等高綫与迴路特性曲綫之間）和C_1D_1（在閥門最大开启度曲綫和横坐标軸之間）．这二綫段之相等，說明了在最大流量下压力差$A_1B_1 = \Delta p_{min}$等于在最大开启度时之閥門阻力$C_1D_1 = \Delta p_{в\ min}$．

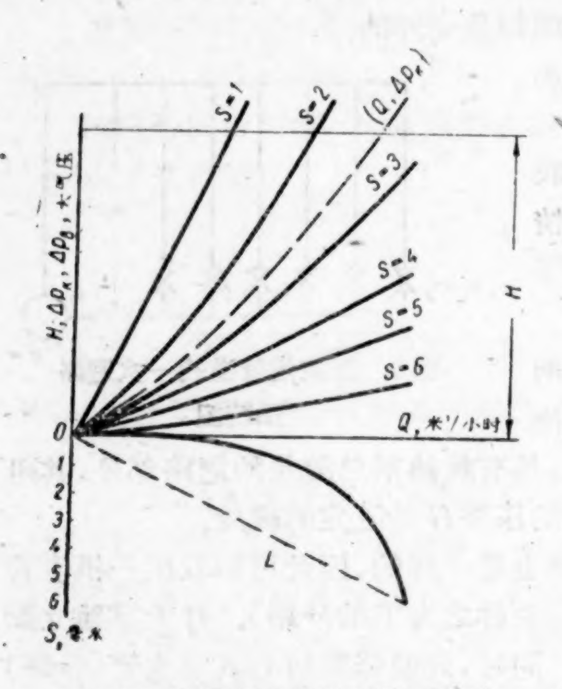


图4 当选择閥門活瓣形状不正确时的調节曲綫例图

調节閥活瓣形状之依据

实际分路中閥門流动的試驗所确定的調节曲綫，可用来通过与毫米相应的閥門开启度，建立所需的流量．然而，这未必能取得实际的应用．所以，根据流量計的指示来調节流量是最可靠的．所提到的这些建立調节曲綫的方法，对計算及确定能保証得到所希望的（即希望的調节均匀性）調节曲綫的閥門活瓣形状来讲是有实际意义的．

图4所示調节曲綫是在不正确的选择閥門活瓣形状时得到的．在閥門开启最初2毫米时，調节从最大流量的0到80%．在开启其余4毫米时，流量变化共为80%到100%．这样的閥門仅能在大流量范围内要求細調节情况下很好地工作．在反应堆內，一般在圓管中，載热剂的流量近似于經过高地区管道流量的40%．因此，所希望的均匀調节，应自边緣为流量的20%开始．或者，更好一些，应有綫性的調节曲綫（图4中直綫L）．

用計算方法决定活瓣形状时，要得到精确的所給定的調节曲綫是不可能的．因此，要作一些假設，找到近似的解，在这計算中应根据閥門流动的实驗加以修正．

我們举一个按已給定的調节曲綫大概地計算活瓣形状的例子．

图5 閥門活瓣形状示意图

如果閥門使載热剂在所有各点（除去活瓣与閥座間的縫隙处）的速度均很小，則閥門阻力可看成等于此寬度在改变着的縫隙的阻力．例如，縫隙阻力可按外径为d_c（閥座之直径），內径为$d_к$（活瓣直径），长为l的环形管道阻力計算．即：

$$\Delta p_{\text{в}} = \xi \frac{l}{d_{\text{экв}}} \cdot \frac{\omega^2 \gamma_{\text{ж}}}{10^4 2g}, \text{公斤/厘米}^2. \tag{2}$$

我們以縫隙截面及流量表示載热剂的速度:

$$\omega = \frac{Q}{3600 \times 0.785(d_{\text{c}}^2 - d_{\text{к}}^2)}, \text{米/秒}. \tag{3}$$

此时:

$$\Delta p_{\text{в}} = \frac{\xi l \gamma_{\text{ж}}}{2g \times 10^4 \times 3600^2 \times 0.785^2} \frac{Q^2}{d_{\text{экв}}(d_{\text{c}}^2 - d_{\text{к}}^2)^2}. \tag{4}$$

严格地說,係数 ξ 不是常数,但由于变化着的縫隙截面,比 ξ 的变化对閥門阻力大小的影响大得多,因此,認为閥門在任意开启度下,係数 ξ 是不变的.

設
$$a = \frac{\xi l \gamma_{\text{ж}}}{2g \times 10^4 \times 3600^2 \times 0.785^2}$$

以 $d_{\text{c}} - d_{\text{к}}$ 代 $d_{\text{экв}}$,則得:

$$(d_{\text{c}} - d_{\text{к}})(d_{\text{c}}^2 - d_{\text{к}}^2)^2 = \frac{a \cdot Q^2}{\Delta p_{\text{в}}}. \tag{5}$$

利用計算方法确定閥門阻力的絕对值,而係数 a 是不可靠的,所以我們应将其轉化为相对量. 为此,在閥門活瓣全开启时的极限情况下,我們写出方程式(5). 那时

$$d_{\text{к}} = 0, \quad \Delta p_{\text{в}} = \Delta p_{\text{в}\min}, \quad Q = Q_{\max}.$$

应用閥門完全开启时的最小阻力 $\Delta p_{\text{в}\min}$ (正如一般的按水力計算手册决定閥門阻力一样),决定 $Q_{\max}$ 之大小,此时,安置的压力差曲綫 Q, H 和迴路特性曲綫 Q, $\Delta p_{\text{к}}$ 的縱坐标之差为 $\Delta p_{\text{в}\min}$.

在閥門完全开启时式(5)为:

$$d_{\text{c}}^5 = \frac{a \cdot Q_{\max}^2}{\Delta p_{\text{в}\min}}.^{*} \tag{6}$$

式(5)除以式(6),則得:

$$\left(1 - \frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{c}}}\right)\left[1 - \left(\frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{c}}}\right)^2\right]^2 = \frac{\Delta p_{\text{в}\min}}{Q_{\max}^2} \cdot \frac{Q^2}{\Delta p_{\text{в}}} = K_{\max} \frac{Q_2}{\Delta p_{\text{в}}}, \tag{7}$$

式中 $K_{\max}$——閥門全开启的係数.

$$K_{\max} = \frac{\Delta p_{\text{в}\min}}{Q_{\max}^2} = \text{常数}. \tag{8}$$

为了簡化計算,式(7)的无因次的左面部分

$$\left(1 - \frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{c}}}\right)\left[1 - \left(\frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{c}}}\right)^2\right]^2,$$

經計算,其与 $\frac{d_{\text{к}}}{d_{\text{c}}}$ 之关系列于图 6 中.

以数字为例,闡述一下在以下这种条件下閥門活瓣类型的建立.

反应堆的分配集流管与合流集流管之間安置的压力差 H 等于 14 大气压. 用計算方法所确定的分路特性 $\Delta p_{\text{к}} = 0.58Q^2$. 閥座直径 $d_{\text{c}} = 30$ 毫米. 閥門完全开启时的阻力(查手册)为 $\Delta p_{\text{в}\min} = 0.7$ 大气压. 閥門活瓣的最大可調量 $S_{\max} = 8$ 毫米.

为了获得所希望的綫性調节曲綫,我們将以下法处理(图 7).

* 原文为 $\frac{a \cdot Q_{\max}}{\Delta p_{\text{в}\min}}$,实係印誤——編者註.

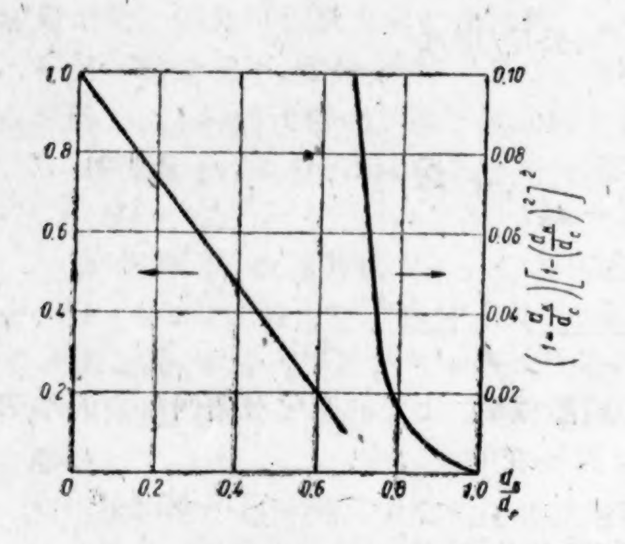


图 6 方程式(7)左面部份的图表

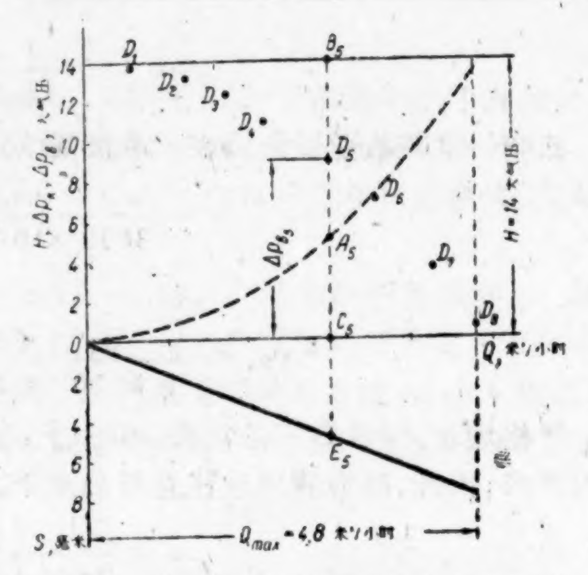


图 7 确定閥門活瓣类型定点的例子

1. 作出安置的压力差曲綫（H = 常数 = 14 大气压）和分路特性曲綫（$\Delta p_{K} = 0.58Q^2$）. 在下方正方形中我們画出了所希望的調节曲綫 QS.

2. 找到 $Q_{max} = 4.8$ 米³/小时，此时 $\Delta p_{B\,min} = 0.7$ 大气压 $= A_8B_8$，因此：

$$K_{max} = \frac{0.7}{4.8^2} = 0.0304.$$

3. 按閥門每一开启度($S = 1, 2, 3 \cdots 8$ 毫米)，找到 $D_1, D_2, D_3 \cdots D_8$ 各点.

与图 3 中按 D 点作調节曲綫相反，在图 7 上按所希望的調节曲綫作出 $D_1, D_2 \cdots D_8$ 等点. 譬如，找图 7 中 D_5 这一点：

a）在所希望的調节曲綫上，当开启度为 $S = 5$ 毫米时，可得 E_5，其相应的流量为 $Q_5 = 3$ 米³/小时.

б）經过 E_5 点引垂綫 E_5B_5，相应的恆定流量 $Q_5 = 3$ 米³/小时.

в）当流量 $Q_5 = 3$ 米³/小时时，A_5C_5 决定了分路中的压力差损失 $\Delta p_{K5} = 5$ 大气压.

г）在 E_5B_5 上自 B_5 点使 $B_5D_5 = A_5C_5$，則找得 D_5 点. 这点乃是在开启度 $S_5 = 5$ 毫米时的閥門 Q, Δp_B 曲綫上的一点.

D_5 点表示：当閥門开启度在 $S = 5$ 毫米，所流过之流量为 $Q_5 = 3$ 米³/小时，且閥門阻力为 $\Delta p_B = 9$ 大气压情况下，为了获得綫性的調节曲綫所必需的一点.

4. 类似地找到其它 $D_1, D_2 \cdots D_8$ 各点. 在每一不同开启度下 Q 和 Δp_B 列了一表

S	1	2	3	4	5	6	7	8
Q	0.6	1.2	1.8	2.4	3.0	3.6	4.2	4.8
Δp_B	13.8	13.4	12.4	11.0	9.0	7.0	3.6	0.7
$K_{max}\frac{Q^2}{\Delta p_B}$	0.0008	0.0033	0.008	0.016	0.030	0.056	0.15	1.0
$\frac{d_K}{d_C}$	1.00	0.92	0.86	0.83	0.77	0.73	0.63	0.0
d_K	30.0	27.6	25.8	24.9	23.1	21.9	18.9	0.0

在此表中比例 $\frac{d_\kappa}{d_c}$，是由下法得到的，表中所引 $K_{max}\frac{Q^2}{\Delta p_B}$ 之大小与式(7)相符，等于：

$$\left(1-\frac{d_\kappa}{d_c}\right)\left[1-\left(\frac{d_\kappa}{d_c}\right)^2\right]^2.$$

由曲綫图(图 6)得到比例 $\frac{d_\kappa}{d_c}$.

5. 以閥門开启度及其相应的 d_κ 值，可得閥門活瓣之輪廓(图 8).

式(7)仅对图 5 这种活瓣有效. 如果是其它类型的活瓣，则应該引出另外的式子.

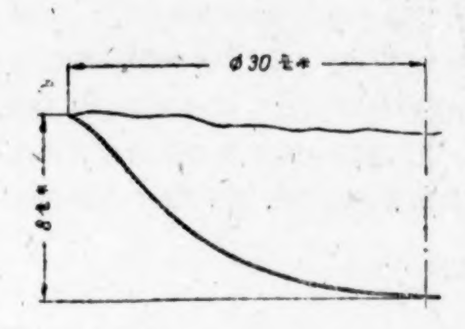


图 8 所确定的閥門活瓣輪廓

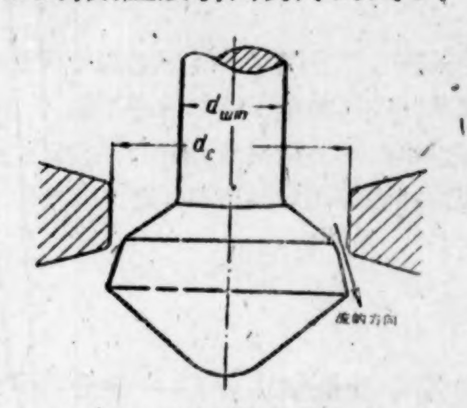


图 9 有桿閥門活瓣图

例如：图 9 之活瓣，其不同在于在活瓣桿截面积上，通道截面經常是在減小的. 以 $d_{шт}$ 表示活瓣桿的直径，且使得 $\frac{d_{шт}}{d_c}=b=$ 常数与式(7)一起可得

$$\left(1-\frac{d_\kappa}{d_c}\right)\left[1-\left(\frac{d_\kappa}{d_c}\right)^2\right]=(1-b)(1-b^2)K_{max}\frac{Q^2}{\Delta p_B}. \tag{9}$$

計算方法的实驗檢驗

为了在这种条件下，引出数字的例子，計算具有尺寸为：$d_{шт}=10$ 毫米，$d_c=22$ 毫米的有桿活瓣.

为了获得所希望的調节曲綫，采用了直綫 L(图 10).

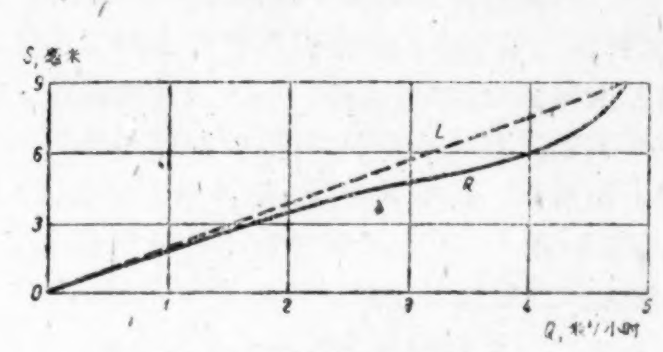


图 10 有桿活瓣的調节曲綫
L 是理想的曲綫
R 是实际的曲綫

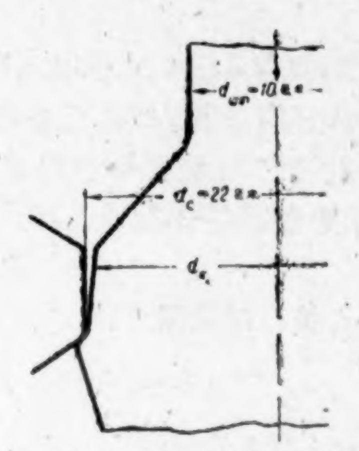


图 11 由計算結果得到的有桿的閥門活瓣的形状

按上述方法，由計算結果得到如图 11 所描述的活瓣类型. 这种活瓣类型的閥門是有生产的.

利用以水流过这种閥門的实驗方法，得到了表示其特性的曲綫族(图 12).

根据閥門特性曲綫(見图 12),安置的压力差($H=$ 常数 $=14$ 大气压)和分路特性($\Delta p_{к}=0.58Q^2$),則算出如图 10 所描述的实际的調节曲綫 R.

果然,实际的調节曲綫 R,并不符合所給定的直綫調节曲綫 L,但是从它实用目的上講来,这已是足够精确的了.

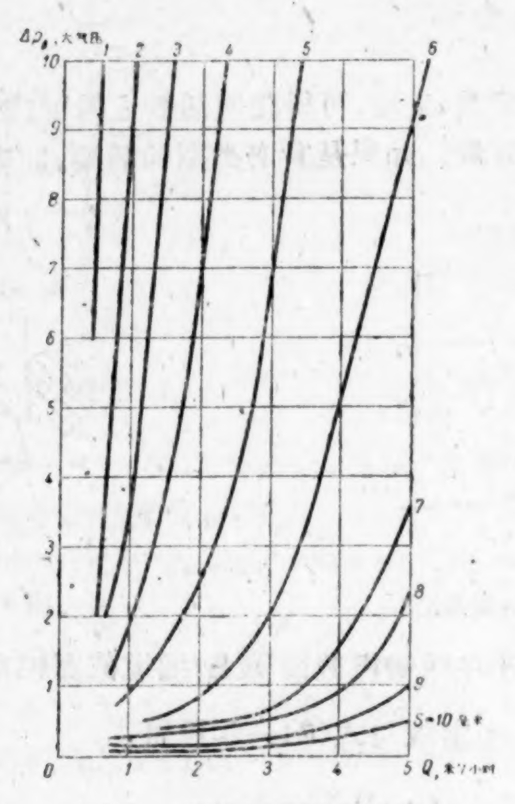


图 12 有桿閥門特性曲綫

必需強調指出:本文中所闡述的是針对:当預先已知分路特性,且应用大量的同型閥門場合下而言的.且所用的閥門并非标准的閥門,而是专門設計的閥門.

显然,隨意地为活瓣类型确定标准閥門* 的办法是无意义的,因为,具有閥門的分路特性預先是不知道的.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 5, 526—532.

* 阿洛諾維奇(В. В. Аронович)和斯洛包特金(М. С. Слободкин):"Арматура регулирующая и запорная" 国立机械图书科技出版社, 1953 年.

作为輻射源用的(其中包括輻射化学上用的)核反应堆的循环迴路

略波兴(Ю. С. Рябухин)　勃列盖尔(А. Х. Брегер)

目前,为了在科学和技术各个領域內輻照的目的,特别是为了进行輻射化学的过程,有关利用核反应堆强射綫流的問題已到必須加以解决的时候了.本文討論了反应堆用于这类目的的某些方面.研究了能把γ射綫从反应堆中"带出"而放入輻射装置中去的循环迴路,使在活化物质中生成一种不带有放射性子体的放射性同位素.从理論导出了操作公式和图表,可以計算出装置內放出的γ射綫的强度,并选擇能保障迴路最有利的工况的参数.

引　言

研究者現在完全有可能把反应堆用作輻射源.利用裂变碎片的动力能是最有效的,但是与此同时放射性物质把被照的对象沾污了.輻射化学过程(見例[1],[2])可能做到这点,但是有一条件,首先要解决从碎片中提純由于輻照而生成的产物这样一个非常复杂的問題.

中子和γ射綫混合流的輻照与輻照对象的活化有关.从輻射化学角度来看,这一方法似乎可以相当广泛地应用,特别可用于在輻照对象中生成短寿命同位素那种場合.除此以外,还可以利用B(n, α)型;Li(n, α)型反应.

工作过的释热元件所放出的(或者是它們的化学加工产物),以及循环裂变物质所放出的γ与β射綫能的利用与輻照对象的放射性沾污无关,因此它被极广泛的采用着,特别是利用γ射綫(見例[3]—[7]).

研究目的和任务簡述

本文的目的是計算核反应堆——輻射装置*——的迴路,即循环物质**在反应堆中活化的迴路,而生成的同位素的γ射綫用在装置內.

輻射装置的主要特点在于它的生产率.这种装置的生产率首先取决于单位时間內装置中放出的γ射綫能量的大小.因而,問題就在确定活化物质停留在反应堆、装置以及与它們有关的通路中的最适当时間,同时要求在預定的条件下:(1)活性区的中子通量,(2)活化物质的性质以及(3)迴路工作时間,使装置中每一升被活化物质所放出的γ射綫的平均强度为最大值.本文中将解决对一种不带放射性子体***的同位素的装置問題.

显然,在反应堆中由于长期活化而生成的同位素(例如Co^{60})用于輻照的目的,是大家都知道的方法,它在这里是一种特殊的情况.

主　要　符　号

φ——活性区平均中子通量;

σ——平均活化截面;

---

* 我們把对物质进行輻照的設备称为輻射装置.

** 液体,硬矿团,环状条带,气体都可以作为循环物质.

*** 活化物质內生成几种放射性同位素,而开始形成放射性同位素鏈.这个比較一般的現象,将在另一报导中探討.

N——1 升中被活化物質的原子数;

Γ——一次衰变中的 γ 射綫能量;

$A = \varphi\sigma N\Gamma$;

P——装置内每 1 升被活化物質在迴路工作时間内所放出的 γ 射綫的平均强度;

t_p, t_y——一定体积的被活化物質在反应堆和装置内循环一次所需的时間;

t_{py}, t_{yp}——該体积的被活化物質在通路内从反应堆到装置的行程往返循环一次所需的逗留时間;

$t_B = t_{py} + t_{yp}$;

λ——該同位素放射性衰变常数;

$\tau = t_p \cdot \lambda$;

$\nu = t_y \cdot \lambda$;

$\eta = t_{py} \cdot \lambda$;

$\theta = t_{yp} \cdot \lambda$;

$\varepsilon = t_B \cdot \lambda$;

K——迴路工作时間;

n——K 时間内的循环次数;

V_p, V_y, V_B——分別在反应堆、装置以及通路内被活化物質的体积;

U——在 1 升未衰变原子内 γ 射綫的儲藏能量;

$$\xi = \frac{V_B}{V_p + V_y} = \frac{t_B}{t_p + t_y}.$$

指数"ид"表示理想迴路;指数"c"表示具有常数 τ 和 ν 的迴路.

最适宜的迴路情况

理想迴路

显而易見,在其他同样的条件下,在通路内被活化物質逗留时間 t_B 愈短,平均强度 p 就愈大. 我們研究一种理想迴路,在它的里面 t_B 值可以忽略.

最普通的情况,τ 与 ν 一个循环一个循环独立地改变,我們可以下式表示平均(迴路工作时間)强度*:

$$p^{ид} = \frac{A}{\sum_{i=1}^{n}(\tau_i + \nu_i)} \cdot \sum_{i=1}^{n}[1 - \exp(-\nu_i)].$$

$$\sum_{k=1}^{i}[1 - \exp(-\tau_k)] \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i} \tau_l + \sum_{l=k}^{i-1} \nu_l\right)\right]. \quad (1)$$

可以証明**,τ, ν, n 在任何总和情况下,$p^{ид} \leqslant A/4$. 每个 n 都具有自己的与 $p^{ид}$ 极大值相适应的总和 ν_{max}, τ_{max}. 极大值 $p^{ид}$ 随 n 或多或少与 $A/4$ 有所区別. 强度等于 $A/4$,我們称这为絕对极大强度 $p_{a\,max}$. 我們研究一下实际上很重要的具有容积 V_p, V_y 和固定循环次数的理想迴路,也就是一个循环一个循环 τ 和 ν 值不变的理想迴路. 这种迴路的强度等于***:

$$p_c^{ид} = \frac{A[1 - \exp(-\tau)][1 - \exp(-\nu)]}{(\tau + \nu)[1 - \exp[-(\tau + \nu)]]} \times \left[1 - \frac{1 - \exp[-n(\tau + \nu)]}{n[\exp(\tau + \nu) - 1]}\right]. \quad (2)$$

n 为常数时,求得这个函数的极大值为 $p^{ид}_{c\,max}$. 首先我們要指出,在任意 n 时,$\tau_{max} = \nu_{max}$. 实

---

* 見附录 П. 1.

** 見附录 П. 2.

*** 应用几何級数公式两次,式(2)不难从式(1)导出.

际上，$p_c^{пл}$ 是一函数，它对称于 τ 和 ν，并只有一个极大值．将式(2)中的 ν 以 τ 代之，并使对 τ 的导数等于零，得到強度极大値的条件．图 1 和图 2 上的曲綫表示 $\tau_{\max}=\varphi(n)$，$p_{c\,\max}=f(n)$．

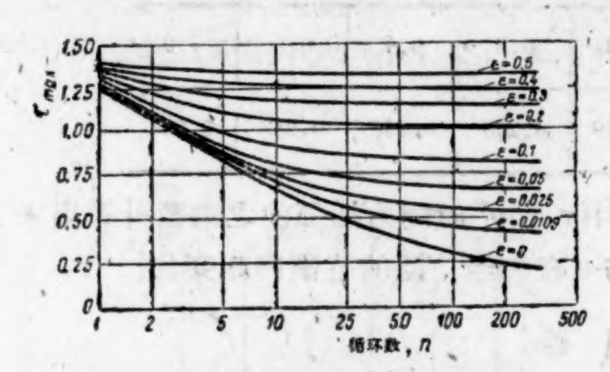


图 1　最适用的迴路情况測定的曲綫

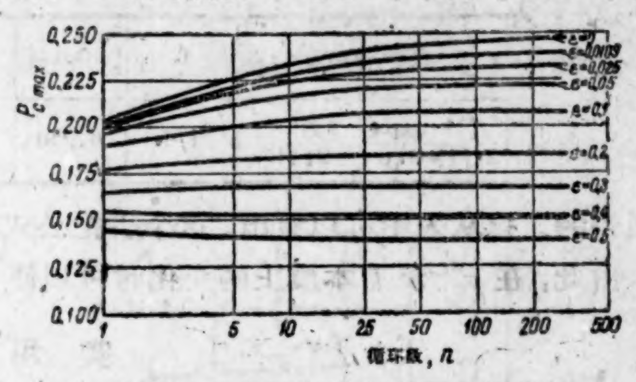


图 2　裝置內放出的射綫强度測定的曲綫

对于理想迴路 $(\epsilon=0)$，$\lim\limits_{n\to\infty}\tau_{\max}=0$，而 $\lim\limits_{n\to\infty} p_{c\,\max}^{пл}=A/4$．強度 $A/4$ 对应于飽和活性．当 n 循环* 时聚集在被活化物质中的 γ 射綫能量在反应堆出口处等于：

$$U_c^{пл}=\frac{A[1-\exp(-\tau)][1-\exp[-n(\tau+\nu)]]}{\lambda[1-\exp[-(\tau+\nu)]]},$$

而

$$\lim U_c^{пл}=\frac{A[1-\exp(-\tau)]}{\lambda[1-\exp[-(\tau+\nu)]]}$$

与 n 无关．如果 $\tau=\tau_{\max}=\nu_{\max}=0$，則 $\lim\limits_{n\to\infty} U_c^{пл}=\frac{A}{2\lambda}$ 而与 n,τ,ν 无关．一般来說，τ 与 ν 固定不变的迴路在最后 n 时不算是最有效的．实际上，在該 n 时最有效的迴路为**：

$$\sum_{k=1}^{p}[1-\exp(-\tau_{k\max})]\times\exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_{l\max}+\sum_{l=k}^{p-1}\nu_{l\max}\right)\right]=$$

$$=\sum_{i=p}^{n}[1-\exp(-\nu_{i\max})]\times\exp\left[-\left(\sum_{l=p+1}^{i}\tau_{l\max}+\sum_{l=p}^{i-1}\nu_{l\max}\right)\right].$$

由此得出：

$$\exp(-\nu_{1\max})-\exp(-\tau_{1\max})=\sum_{i=2}^{n}[1-\exp(-\nu_{i\max})]\times$$

$$\times\exp\left[-\left(\sum_{l=1}^{i}\tau_{l\max}+\sum_{l=2}^{i-1}\nu_{l\max}\right)\right]>0,\quad 即\quad \nu_{1\max}<\tau_{1\max}.$$

$$\exp(-\tau_{n\max})-\exp(-\nu_{n\max})=\sum_{k=}^{n-1}[1-\exp(-\tau_{k\max})]\times$$

$$\times\exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{n}\tau_{l\max}+\sum_{l=k}^{n-1}\nu_{l\max}\right)\right]>0,\quad 即\quad \tau_{n\max}<\nu_{n\max}.$$

τ 与 ν 固定不变时的迴路最大強度比 τ 与 ν 可变时究竟小多少，为解决这样一个問題，我們先看一下图 2 中最上面一条曲綫 $(\epsilon=0)$．不难看出，$n=2$ 时其差別最大．运算結果說明，$n=2$ 时的最大強度 $p_{\max}^{пл}$ 在 $\tau_1=\nu_2=1.14$ 和 $\tau_2=\nu_1=0.76$ 的情况下才能实現，且等于 $0.217A$，它比相应数值 $p_{c\,\max}^{пл}$ 只大 1.4%．因而，为了增加強度的目的而不用最簡单的迴路(τ 与 ν 固定

* 該能量等于放射性原子数乘一次蛻变出的 γ 射綫能量．在迴路中形成的放射性原子数的公式推論可以参看，例如，文献[8]—[10]．

** 見附录公式(6n)．

不变)在任何 n 时都是不合适的.

在研究 τ 与 ν 固定不变的理想迴路的最后我們要提一下，函数的极大值 $p_c^{\text{п}\pi}=f(\tau,\nu)$

$\tau(=\nu)$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	1.0
$\dfrac{[1-\exp(-\tau)]^2}{2\tau[1-\exp(-2\tau)]}$	1/4	0.250	0.249	0.248	0.246	0.243	0.231

是傾斜的. 这从表中可以看出，这个表把公式(2)中 $\tau=\nu^*$ 时的方括弧前之乘数計算出来了.

由此，在 $p_c^{\text{п}\pi}$ 沒有本質上的变化时可以使 τ 与 ν 在相当广泛的范围內起变化.

实 用 迴 路

一般情况 計算被活化物質在通路內逗留的时間的迴路，我們称之为实用迴路. 在这种情况下，強度公式写成下式:

$$p_c=\frac{A}{\sum_{i=1}^{n}(\tau_i+\nu_i+\eta_i+\theta_i)-\theta_n}\sum_{i=1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\times$$

$$\times\sum_{k=1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l+\sum_{l=k}^{i}\eta_l+\sum_{l=k}^{i-1}\theta_l\right)\right]. \quad (3)$$

如果 τ,ν,η 和 θ 不变，則

$$p_c=\frac{A[1-\exp(-\tau)][1-\exp(-\nu)]\exp(-\eta)}{[(\tau+\nu+\eta+\theta)-\theta/n][1-\exp[-(\tau+\nu+\eta+\theta)]]}\times$$

$$\times\left[1-\frac{1-\exp[-n(\tau+\nu+\eta+\theta)]}{n[\exp(\tau+\nu+\eta+\theta)-1]}\right].$$

通常从反应堆到装置的往返通路是一样的，即 $\eta=\theta=\varepsilon/2$. 則

$$p_c=\frac{A[1-\exp(-\tau)][1-\exp(-\nu)]\exp(-\varepsilon)}{[(\tau+\nu+\varepsilon)-\varepsilon/2n][1-\exp[-(\tau+\nu+\varepsilon)]]}\times$$

$$\times\left[1-\frac{1-\exp[-n(\tau+\nu+\varepsilon)]}{n[\exp(\tau+\nu+\varepsilon)-1]}\right]. \quad (4)$$

在特殊場合下方程式(4)可簡化. 当 $n\to\infty$,

$$p_c=\frac{A[1-\exp(-\tau)][1-\exp(-\nu)]\exp(-\varepsilon/2)}{(\tau+\nu+\varepsilon)[1-\exp[-(\tau+\nu+\varepsilon)]]}. \quad (4,\text{a})$$

当 $n=1$,

$$p_c=\frac{A[1-\exp(-\tau)][1-\exp(-\nu)]\exp(-\varepsilon/2)}{\tau+\nu+\varepsilon/2}. \quad (4,\text{б})$$

从方程式(4)可看出，正如在理想迴路中一样，在任意的 ε 和 n 值时，$\tau_{max}=\nu_{max}$. 如果 n 趋近 ∞，而 ε 是有限的，那么 τ_{max} 不能趋近于 0，因为这表示被活化物質在反应堆和装置內(即有效体积內)的逗留时間，比在通路中(即有害体积內)的逗留时間要短得多.

应用方程式(4)中 $\nu=\tau$，再使 τ 的导数等于 0，我們求得強度的极大值的条件. 图 1、3 和 4 中相应地列出了函数 τ_{max} 在已知 ε 时与 n 的关系和其在已知 $n=\infty$，$n=1$ 时 τ_{max} 与 ε 的关系. 图 2、3、4 中列出 $p_{c\,max}$ (方程式 4、4,a 与 4,б 中的) 的相应关系. 利用这些曲綫图，可

* 不难看出，方括弧內的乘数，在实际数值 n 时，对于这样的計算是不关紧要的.

以很快計算出对我們有用的数值,并作出一些結論:

1. 在 n 大时,迴路情况及强度与 ϵ 密切有关;在 n 小时,它們的关系就不显著.

2. 从图 2 可看出,隨着 ϵ 增大到 $\epsilon \approx 0.35$, $p_{c\max}$ 与 n 的关系逐渐减小, 而 ϵ 大于 0.35 时这种关系重新又开始增大,同时,这一关系具有相反的性質. 后面这种情况与在 ϵ 大和 n 小时公式(3)中沒有 θ_n 值有关.

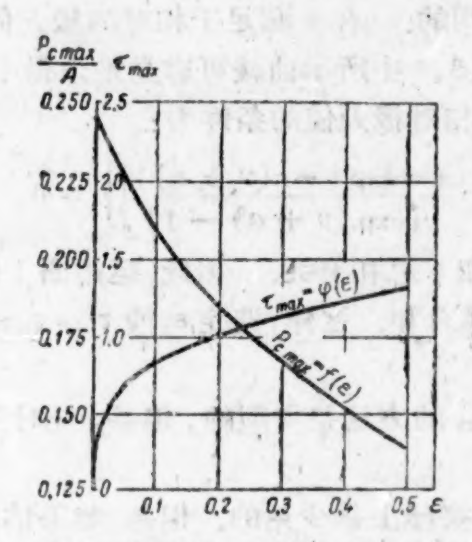


图 3 最适用的情况和装置內放出的射綫强度测定的曲綫(无限次数循环)

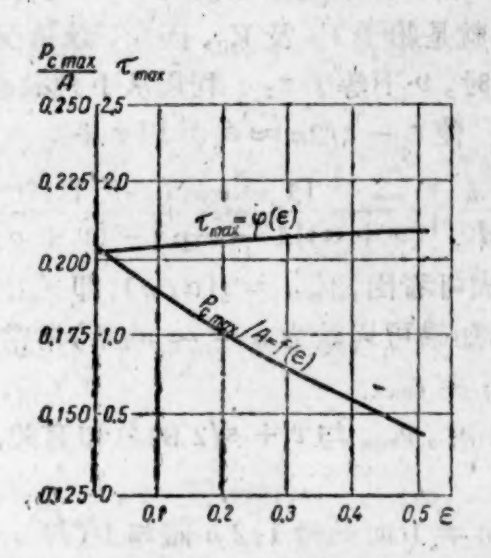


图 4 最适用的制度和装置內放出的射綫强度测定曲綫(一次循环)

3. 如上所述,对理想迴路来說,如沒有固定不变的 τ 与 ν,就不会有眞正强度的增大. 而对实用迴路,如沒有固定不变的 τ 与 ν,那就更不合适.

τ, ν 与 ϵ 小的实用迴路 如果 τ, ν 与 ϵ 足够小,而 n 相当大,因而 $\epsilon/2n \ll \epsilon$,那么从公式(4)取得头两項分解指数和去掉 $\exp(-\epsilon/2)$,则可得出:

$$p_c = \frac{A\tau\nu}{(\tau+\nu+\epsilon)^2}\left[1 - \frac{1-\exp(-\lambda K)}{\lambda K}\right]. \tag{5}$$

从此公式可看出,倍数相同的 τ, ν 与 ϵ 的变化,即循环次数的变化,并不影响結果.

假設 $\nu = \tau$,则

$$p = \frac{A}{4(1+\epsilon)^2}\left[1 - \frac{1-\exp(-\lambda K)}{\lambda K}\right],$$

即在 $\tau(=\nu)$ 和 ϵ 小时强度只与有害体积对有效体积之比值有关.

公式(5)中方括弧前的乘数漸增, 而方括弧內的乘数与公式(4)中相应的乘数相比漸减. 在 n 大时,第二个乘数的插入在这方面影响不大.因此,整个来說,公式(5)得出增高了的結果. τ, ν 与 ϵ 越大,結果也越高. 换句話說,如果已知 V_p, V_y 与 V_B,则在 ϵ, τ, ν 較小情况下强度較大(即使是在 ϵ, τ, ν 小时情况不是很适用的). 研究公式(4,6)时,容易相信,这个結論同样适用于 n 小的时候.

应用公式(5)代替公式(4)时,我們估計一下誤差. 設 $\frac{\tau\nu}{(\tau+\nu+\epsilon)^2} = B$;

$$\frac{[1-\exp(-\tau)][1-\exp(-\nu)]\exp(-\epsilon/2)}{(\tau+\nu+\epsilon)[1-\exp[-(\tau+\nu+\epsilon)]]} = C.$$

可以証明,假如 $\tau < 0.2$; $\nu < 0.2$; $\epsilon < 0.2$,则

$$(B-C)/C < 0.01.$$

假如 $\tau < 0.2$ 和 $\nu < 0.2$，則可运用公式(5)以計算距理想迴路的偏差. 如果 $\varepsilon < 10^{-3}$，則当 $\tau > 0.2$ 和 $\nu > 0.2$ 时，迴路的准确度达到 1%，可認为是理想的.

实用迴路的非最有利的情况

已知 ε 和 n 在最适用的情况时，为了求得 p 的极大値，須选择 τ 和 ν. 然而，看来，已知 ε 决定 τ，也就是給予 V_B 及 V_p，因此，該情况不是最适用的. 在 ν 滿足于相对的极大値 p_c (以 ν'_{max} 表示)时，ν 不等于 τ. 利用从下列設想中的图 1、3、4 中所示曲綫可容易地求得十分准确的 ν'_{max} 値. 使 $\varepsilon - \varepsilon/2n \approx \varepsilon$，并以 $\tau + \varepsilon = \alpha$. 則 p_c 相对极大値的条件为:

$$\frac{d}{d\nu}\left\{\frac{[1-\exp(-\nu)]}{(\nu+\alpha)[1-\exp[-(\nu+\alpha)]]}\times\left[1-\frac{1-\exp[-n(\nu+\alpha)]}{n[\exp(\nu+\alpha)-1]}\right]\right\}=0.$$

从此方程式可看出，$\nu'_{max} = f(\alpha, n)$，即 ν'_{max} 仅仅与 τ 和 ε 总和有关. 因此，运用图 1 曲綫(或图 3 曲綫，如果可以認为 $n = \infty$ 的話)常常可得出上述总和. 这样，选定 ε，使 $\tau = \tau_{max}$. 这时 $\nu'_{max} = \nu_{max} = \tau_{max}$.

$n = 1$ 时，ν'_{max} 与 $\tau + \varepsilon/2$ 的总和有关. 求得 ν'_{max} 的方法是相似的，但是，此时运用图 4 的曲綫.

关于 $n \neq 1$ 而同时 $1/2\,n$ 値与 1 (設 $n = 3$)相近，实际上是少見的. 但是，如果估計，极大値 p 是傾斜的，那么可以用內插法准确地求得 ν'_{max}.

迴路計算举例

金属鎵是最有效的循环物质(按輻射裝置所放出之 γ 射綫強度来說)之一. 下面是鎵迴路的計算举例.

在液体运动速度极大 $w_{B\,max} = 0.1$ 米/秒时，如果 $\varphi = 10^{13}$ 中子/厘米^{2}秒，$V_p = 1$ 升，$K = 50$ 天，通路长度 $2l = 20$ 米，通路最小允許截面 $S_{B\,min} = 0.5$ 厘米^2，要求选择液体鎵迴路情况和測定它的平均強度. 假如，$w_B = w_{B\,max}$ 和 $S_B = S_{B\,min}$，則 $\varepsilon = \dfrac{2l\lambda}{w_{B\,max}} = 4.28 \times 10^{-2}$，$V_B = 2l\cdot S_{B\,min} = 1$ 升和 $\tau = \varepsilon\dfrac{V_B}{V_p} = 4.28 \times 10^{-2}$. 因为 $\lambda K = 924$，那么，就可認为 $n = \infty$. 因而，运用图 3 曲綫可以求得 ν'_{max}，从此图可看出，在这种情况下 $\tau + \varepsilon \approx \tau_{max}$. 这样一来，$\nu'_{max} = \tau_{max} = 8.56 \times 10^{-2}$，$V_y = 2$ 升，$p_c = 0.125A$. 为了減少在循环时的机械損耗，在該情况下可以使 τ，ν 和 ε 提高相同的倍数而使強度无重大的損失. 并且，$\nu = 0.214$，$\tau = 0.107$ 和 $\varepsilon = 0.107$；此时，$w_B = 0.04$ 米/秒，而

$$p_c = 0.124A = 0.124\varphi\sigma N\Gamma = 0.124 \times 10^{13} \times 145 \times 10^{-24} \times 3.82 \times 10^{25} \times 2.45 =$$
$$= 1.69 \times 10^{16}\ \text{兆电子伏/秒升} = 2700\ \text{瓦/升},$$

这大約与每立升具有放射性強度为 2.7×10^5 克当量鐳的輻射源相当.

为了在 $\varepsilon = 4.28\times10^{-2}$ 时保証最有利的情况，必須具备 $\tau = \nu = 0.62$；那么 $V_p = V_y = 14.5$ 升和 $p_c = 0.226A = 4900$ 瓦/升.

这样一来，最有利的情况的轉变在这种情况下，按每 1 公升被活化物質的強度計，使生产量增加 $\dfrac{0.226}{0.125} = 1.8$ 倍.

作者趁此机会向提出总的研究方向的維塞洛夫斯基 (В. И. Веселовский) 教授和参加結果討論的卡尔波夫(В. Л. Карпов)表示感謝.

附 录

1. 公式(1)推論

由于 k 循环所生成的原子蜕变在装置中經过 i 循环放出的能量等于:

$$E_{ik}^{\text{ид}} = \frac{A}{\lambda}[1-\exp(-\tau_k)][1-\exp(-\nu_i)] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l + \sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\right)\right].$$

經 i 循环全部放出之能量:

$$\sum{}_i^{\text{ид}} = \frac{A}{\lambda}\sum_{k=1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)][1-\exp(-\nu_i)] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l + \sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\right)\right].$$

n 次循环的平均强度:

$$p^{\text{ид}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} E_i}{\sum_{i=1}^{n}(t_{pi}+t_{yi})} = \frac{A}{\sum_{i=1}^{n}(\tau_i+\nu_i)}\sum_{i=1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)] \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)]\exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l + \sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\right)\right].$$

2. 原 理 論 証

"不等式

$$\frac{A}{\sum_{i=1}^{n}(\tau_i+\nu_i)}\sum_{i=1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\sum_{k=1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l + \sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\right)\right] \leqslant A/4$$

在 τ, ν, n 的任一实数总和的情况下都遵守的".

$2n$ 方程式为 $p^{\text{ид}}$ 极大值的条件:

$$\frac{\partial p^{\text{ид}}}{\partial \tau_p} = 0, \quad \frac{\partial p^{\text{ид}}}{\partial \nu_p} = 0 \; (p = 1, 2, 3 \cdots n).$$

令

$$[1-\exp(-\nu_i)]\sum_{k=1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)]\exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l + \sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\right)\right] = B_i,$$

我們有:

$$\frac{\partial p^{\text{ид}}}{\partial \tau_p} = \frac{A}{\left[\sum_{i=1}^{n}(\tau_i+\nu_i)\right]^2}\left\{\sum_{i=1}^{n}(\tau_i+\nu_i)\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{n}B_i - \sum_{i=1}^{n}B_i\right\} = 0.$$

由此得出

$$A\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{n}B_i - p^{\text{ид}} = 0. \tag{1п}$$

类推

$$A\frac{\partial}{\partial \nu_p}\sum_{i=1}^{n}B_i - p^{\text{ид}} = 0. \tag{2п}$$

計算出

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{n}B_i \quad 和 \quad \frac{\partial}{\partial \nu_p}\sum_{i=1}^{n}B_i.$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{n}B_i = \frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{p-1}B_i + \frac{\partial}{\partial \tau_p}B_p + \frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=p+1}^{n}B_i, \quad \frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{p-1}B_i = 0.$$

$$\frac{\partial B_p}{\partial \tau_p}=\frac{\partial}{\partial \tau_p}\Big\{[1-\exp(-\nu_p)]\times\Big[\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times$$

$$\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_l+\sum_{l=k}^{p-1}\nu_l\Big)\Big]+1-\exp(-\tau_p)\Big]\Big\}=$$

$$=[1-\exp(-\nu_p)]\Big\{\exp(-\tau_p)-\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_l+\sum_{l=k}^{p-1}\nu_l\Big)\Big]\Big\}.$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=p+1}^{n}B_i=\sum_{i=p+1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\times\Big\{\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times$$

$$\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]+\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{k=p+1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)]\times$$

$$\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]+\frac{\partial}{\partial \tau_p}\Big([1-\exp(-\tau_p)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=p+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=p}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]\Big)\Big\}.$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]=$$

$$=-\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big].$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{k=p+1}^{i}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]=0.$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\Big([1-\exp(-\tau_p)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=p+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=p}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]\Big)=\exp\Big[-\Big(\sum_{l=p}^{i}\tau_l+\sum_{l=p}^{i-1}\nu_l\Big)\Big].$$

最后得

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p}\sum_{i=1}^{n}B_i=[1-\exp(-\nu_p)]\Big\{\exp(-\tau_p)-\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times$$

$$\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_l+\sum_{l=k}^{p-1}\nu_l\Big)\Big]\Big\}+\sum_{i=p+1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\times$$

$$\times\Big\{\exp\Big[-\Big(\sum_{l=p}^{i}\tau_l+\sum_{l=p}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]-\sum_{k=1}^{p-1}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]\Big\}. \quad (3\text{п})$$

采用相同的运算求

$$\frac{\partial}{\partial \nu_p}\cdot\sum_{i=1}^{n}B_i,$$

得

$$\frac{\partial}{\partial \nu_p}\sum_{i=1}^{n}B_i=\sum_{k=1}^{p}[1-\exp(-\tau_k)]\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_l+\sum_{l=k}^{p}\nu_l\Big)\Big]-$$

$$-\sum_{i=p+1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\times\sum_{k=1}^{p}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]. \quad (4\text{п})$$

换变已得的任一公式(3п 和 4п)为余因式乘积,如后者(4п),因为

$$\sum_{i=p+1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\sum_{k=1}^{p}[1-\exp(-\tau_k)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{i}\tau_l+\sum_{l=k}^{i-1}\nu_l\Big)\Big]=$$

$$=\Big\{\sum_{k=1}^{p}[1-\exp(-\tau_k)]\exp\Big[-\Big(\sum_{l=k+1}^{p}\tau_l+\sum_{l=k}^{p-1}\nu_l\Big)\Big]\Big\}\times$$

$$\times\sum_{i=p+1}^{n}[1-\exp(-\nu_i)]\times\exp\Big[-\Big(\sum_{l=p+1}^{i}\tau_l+\sum_{i=p}^{i-1}\nu_l\Big)\Big],$$

則

$$\frac{\partial}{\partial \nu_p} \cdot \sum_{i=1}^{n} B_i = \left\{1 - \sum_{i=p}^{n} [1 - \exp(-\nu_i)] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=p+1}^{i} \tau_l + \sum_{l=p}^{i-1} \nu_l\right)\right]\right\} \times$$
$$\times \sum_{k=1}^{p} [1 - \exp(-\tau_k)] \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{p} \tau_l + \sum_{l=k}^{p-1} \nu_l\right)\right]. \quad (5п)$$

現从 2п 方程式想象地求得所有 τ_{max} 和 ν_{max},并将它們代入方程式(1п)和(2п). 得出

$$A \frac{\partial}{\partial \tau_p} \sum_{i=1}^{n} B_{i\,max} - \rho_{max}^{пд} = A \frac{\partial}{\partial \nu_p} \sum_{i=1}^{n} B_{i\,max} - \rho_{max}^{пд} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p} \sum_{i=1}^{n} B_{i\,max} = \frac{\partial}{\partial \nu_p} \sum_{i=1}^{n} B_{i\,max}.$$

代入(3п)和(4п)的导数,得出

$$\sum_{k=1}^{p} [1 - \exp(-\tau_{k\,max})] \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{p} \tau_{l\,max} + \sum_{l=k}^{p-1} \nu_{l\,max}\right)\right] =$$
$$= \sum_{i=p}^{n} [1 - \exp(-\nu_{i\,max})] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=p+1}^{i} \tau_{l\,max} + \sum_{l=p}^{i-1} \nu_{l\,max}\right)\right]. \quad (6п)$$

将脚碼 "max" 列于(5п)之 τ 和 ν,代入(5п)

$$\sum_{k=1}^{p} [1 - \exp(-\tau_{max})] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=k+1}^{p} \tau_{l\,max} + \sum_{l=k}^{p-1} \nu_{l\,max}\right)\right].$$

根据(6п)而且

$$\sum_{i=p}^{n} [1 - \exp(-\nu_{i\,max})] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=p+1}^{i} \tau_{l\,max} + \sum_{l=p}^{i-1} \nu_{l\,max}\right)\right].$$

将(5п)代入(2п),最后得出

$$A(1 - x)x - \rho_{max}^{пд} = 0,$$

式中

$$x = \sum_{i=p}^{n} [1 - \exp(-\nu_{i\,max})] \times \exp\left[-\left(\sum_{l=p+1}^{i} \tau_{l\,max} + \sum_{l=p}^{i-1} \nu_{l\,max}\right)\right].$$

但因为 $(1 - x)x \leqslant \frac{1}{4}$, 所以 $\rho_{max}^{пд} \leqslant A/4$.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 5, 533—541.

参 考 文 献

[1] P. Harteck, S. Dondes: *Nucleonics* **14**, No. 7, 22 (1956).

[2] P. Harteck, S. Dondes: *Nucleonics* **15**, No. 8, 94 (1957).

[3] Энергетические ядерные реакторы и использование продуктов деления. Сборник статей. Изд. ИЛ, 1955.

[4] А. Х. Брегер, В. А. Белынский, В. Л. Карпов, С. Д. Прокудин, В. Б. Осипов: Мощный источник γ-излучения Co^{60} для радиационно-химических исследований (21000 *г экв* радия). Доклад на Международной конференции по применению радиоизотопов в научных исследованиях. Париж, 1957. См. также труды Всесоюзной научно-технической конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке. Мощные гамма-установки. Изд. АН СССР, М., 1958, стр. 182.

[5] D. T. Bray, C. F. Leyse: *Nucleonics* **15**, No. 7, 76 (1957).

[6] E. O. Guernsey, R. M. Ball: *Nucleonics* **15**, No. 7, 80 (1957).

[7] R. Harrington: *Rubber Age*, No. 6, 971 (1957).

[8] C. Lock: Mathematics of fission product formation in reactors with circulating fuel; C/M 278; A.E.C.E. стр. 5, 1956.

[9] Ядерные реакторы. Т. II. Техника ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1957.

[10] Т. Роквелл: Защита ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1957, гл. 4.

鈾的机械性能

謝爾盖耶夫 (Г. Я. Сергеев)
季托娃 (В. В. Титова)
薩維茨基 (Е. М. Савицкий)
茹里科娃 (А. А. Жулькова)
尼科拉耶娃 (З. П. Николаева)

本文描述在室温和高温时鈾的机械試驗的結果．列举了溫度在 20～600°C 范围以內鈾的硬度，α 和 γ 相区內受压縮时的流动压力，拉伸时的机械性質，以及在 α，β，γ 相区溫度的冲击韌性数据．在机械試驗时，显示出大顆粒鈾的单个顆粒各向異性的性質．表明了，出現同素異形体的轉变和結晶結构中鈾的变形差異剧烈地影响到鈾的机械性質．表明了机械性能与鈾中含碳量的关系．

文献[1]，[2]中描述了鈾的机械性能，但是在这些文献中沒有表明它的組份．用来作下列作为研究材料的鈾，是經在 γ 相区温度內压延而成的，其总变形率約 90%，幷在空气中冷却．表 1 表示金屬中的杂質含量．在研究由于溫度所引起的机械性能变化时，采用了一次冶炼的样品．用不同冶炼方法，但杂質含量相近的一些試样，来研究碳对机械性能的影响．

表 1　冶炼鈾的典型分析

元素的含量，%								
Fe	Si	Ni	Mn	Co	Cu	B	N	C
$8\cdot10^{-3}$	$5.0\cdot10^{-3}$	$4.0\cdot10^{-4}$	$7.0\cdot10^{-4}$	$3.0\cdot10^{-4}$	$7.0\cdot10^{-4}$	$2.0\cdot10^{-5}$	$3.0\cdot10^{-3}$	0.05

高温时鈾的硬度是在专門設計的仪器中（图 1），于眞空（压力 10^{-3} 毫米水銀柱）状况下測定的．用測力計来检驗 50 公斤的負荷．一般情况下加压的时間是 15 秒，幷且在負荷下保持 30 秒．采用了頂角为 90° 的伯別基特合金（特硬質合金鋼）錐体作为硬度計压头．样品的直径和高度等于 6 毫米，庫巴索夫 (Кубасов) 硬度值 ($H_к$) 的定义是印痕的面积除負荷：

$$H_к=\frac{50}{\frac{\pi}{4}d_{cp}^2}\ 公斤/毫米^2,$$

其中 d_{cp}——印痕的平均直径．

已經确定，样品的硬度随溫度升高而減低．加热至 600°C，硬度大致从 350 降至 50 公斤/毫米^2(图 2)．含碳量从 0.07% 增至 0.24%，幷未察觉到硬度按一定規律变化．图 3 中表示在恆定溫度下的持久硬度与延續时間的关系．

在眞空的仪器（参閱图 1）內受压縮时測定鈾的流动压力，在該仪器的工作空間中装置了加压的仪器以代替測定硬度用的設备．对直径和高度为 6 毫米的样品作了試驗．

試驗結果表明，在 α 相区內压縮时，碳的存在影响到鈾的流动压力．由图 4 得出結論，流动压力是随鈾中含碳量的增加而提高，从 0.09%增加到 0.24%．例如，溫度为 650°C 和应变

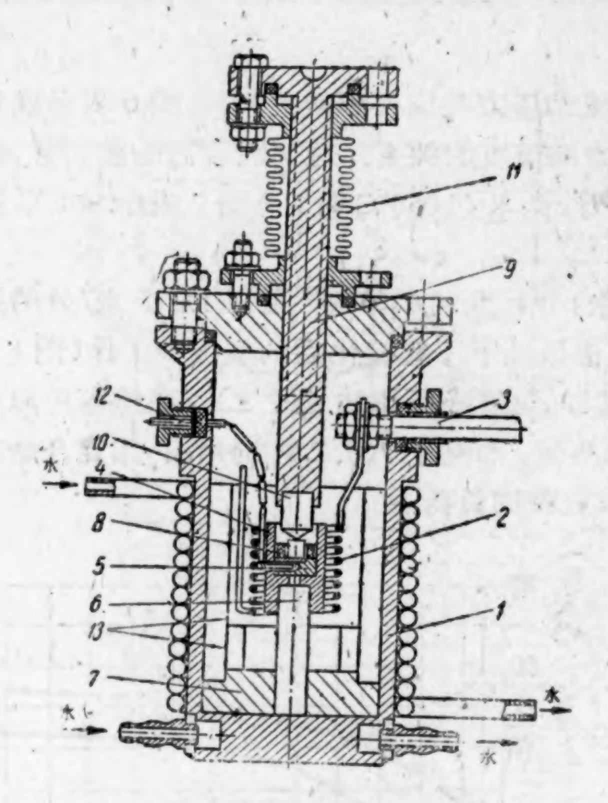


图 1　高温时测定鈾硬度的仪器简图。

1.壳体；*2*.加热器；*3*.导电体；*4*.擋座；*5*.垫片；*6*.导向栓；*7*.定心板；*8*.定心环；*9*.冲头；*10*.伯別基特合金錐体；*11*.弹簧套；*12*.热电偶；*13*.鉬屏蔽。

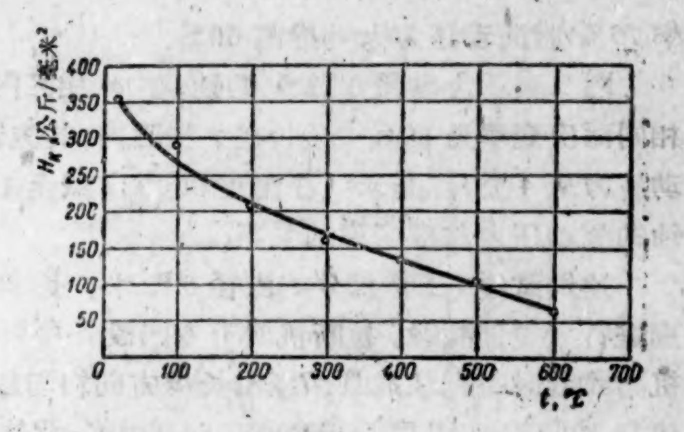


图 2　鈾的短时硬度(含碳量 0.24%)与温度的变化关系。

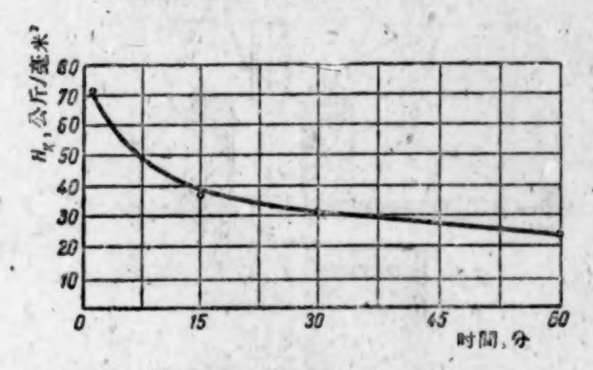


图 3　600°C 时，鈾的持久硬度与加負荷时間的变化关系。

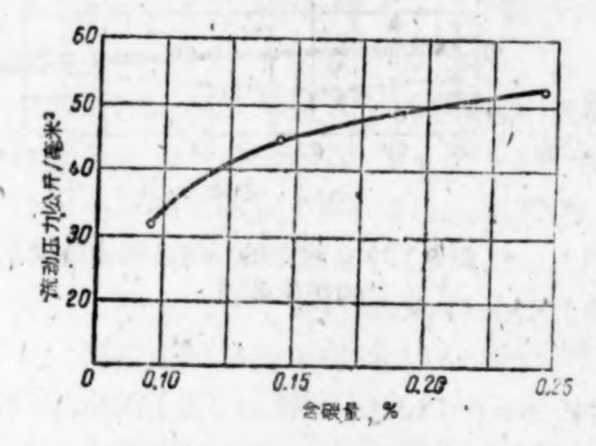


图 4　温度 650°C 时，鈾的流动压力与含碳量的关系(应变率 75%)。

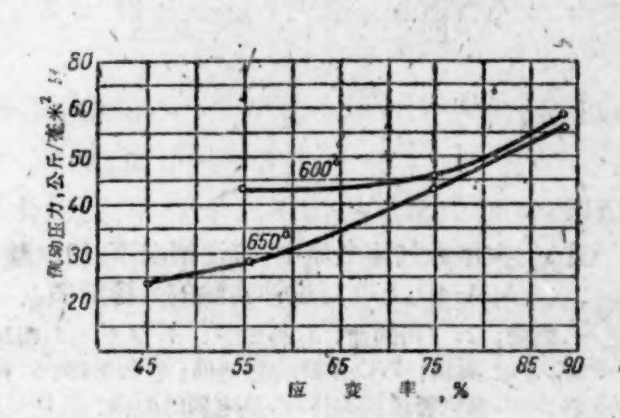


图 5　在 α 相区內，鈾的流动压力(含碳量 0.13%)与应变率的关系。

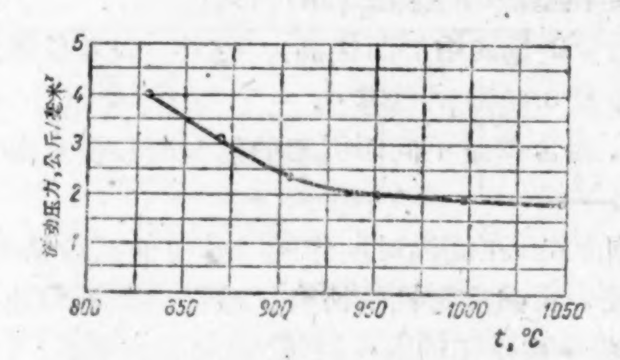


图 6　在 γ 相区內鈾的流动压力与温度的关系(应变率 69%)。

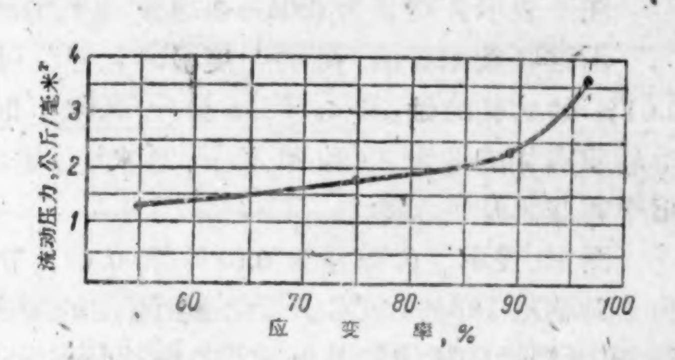


图 7　在温度 900°C 时鈾的流动压力与应变率的关系。

率 75% 时流动压力大約提高 60%.

图 5 表示含碳量 0.13% 的鈾，在 α 相区內，其流动压力与应变率的关系. 图 6 表示成分相同而应变率为 69% 的鈾，在 γ 相区內，其流动压力与温度的关系. 对 γ 相状态的鈾而言，流动压力从 4 公斤/毫米^2 (在温度 800°C) 減至 1.8 公斤/毫米^2(1050°C 时). 图 7 表示 900°C 时鈾的流动压力与应变率的关系.

比例試样（工作部分的直径 5 毫米，长 28 毫米）在拉断机 ИМ-4P 上以 1.2 毫米/分的速度进行了拉伸試驗. 拉断机具有专門設备可以在高温条件下于經純化后的氩气中工作(图 8). 机器設計时特別注意到保証沿长度方向均匀加热試样(温度降不超过 ± 2°C). 在炉內可以加热到 1000°C. 温度低于 700°C 时，用鉻-鋁热电偶测量，而高于 700°C 时則用鉑-鉑銠合金热电偶. 高温試驗时在指定的温度上保持 15 分钟，以后就加負荷.

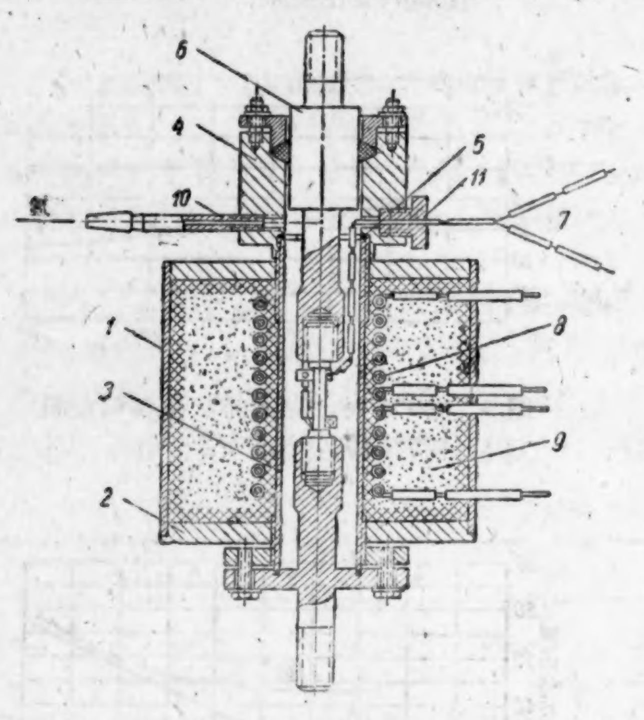


图 8 在中性气体气氛中，高温情况下，用試驗机 ИМ-4P 上进行拉伸实验的装置簡图.

1.套筒; 2.下面的盖; 3.馬弗炉; 4.蓋头; 5.密封环; 6.上夾頂; 7.电位計的热电偶; 8.加热器; 9.衬料; 10.氩气管道接头; 11.热电偶的引綫.

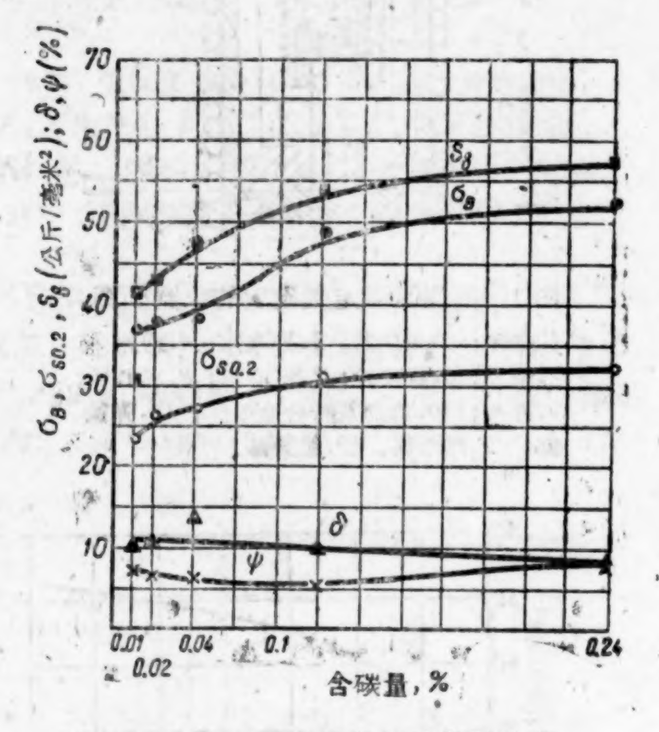


图 9 20°C 时鈾的机械性能随含碳量的变化曲綫.

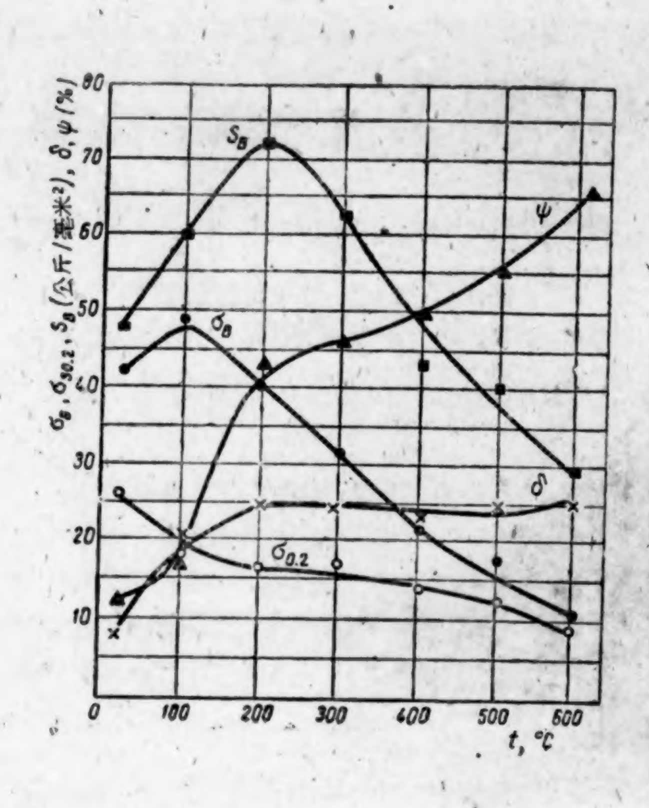
确定了下列各特性：強度极限——σ_b(公斤/毫米^2)，眞实的強度极限——S_b(公斤/毫米^2)，条件屈服极限——$\sigma_{s0.2}$(公斤/毫米^2)，延伸率——δ(%)，横截面积的收縮率——ψ(%).

图 9 表示含碳量为 0.01—0.24% 热軋的鈾样品在室温时拉伸試驗的結果.

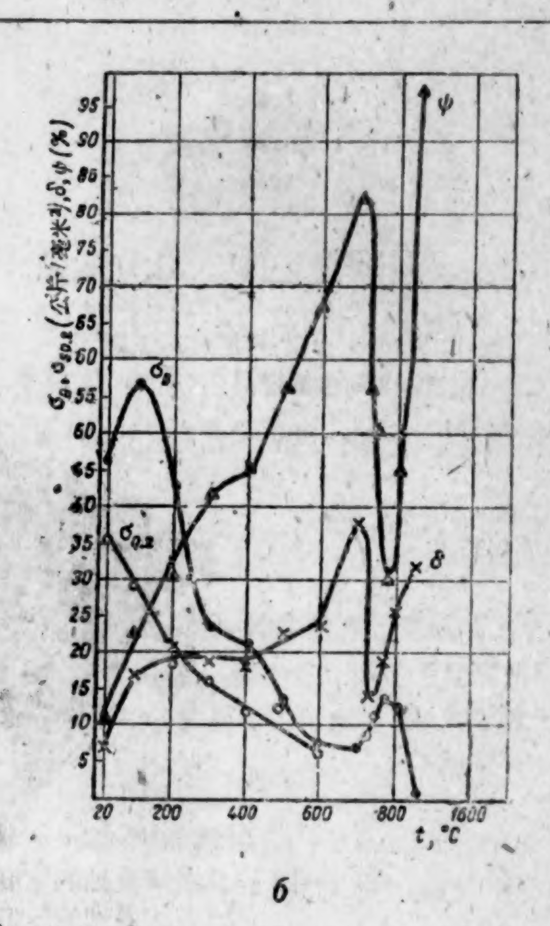
由这些数据看出，鈾的強度极限和屈服极限随含碳量的增加而提高. 这样，假若含碳量 0.01% 的热軋的鈾，其 σ_b = 36 公斤/毫米^2，則含碳量 0.24% 的鈾其 σ_b = 52 公斤/毫米^2. 这时屈服点相应地为 23 和 31 公斤/毫米^2. 室温时，因含碳量不同而引起的延伸率和横截面收縮率的变化是不大的.

图 10 表示了含碳量为 0.02% 和 0.12% 的热軋的鈾，在高温时所作的一些拉伸試驗結果.

大約从 100—150°C 开始，随着温度的提高而使表現強度特性的所有机械性能都单調地下降，表現塑性的机械性能則增加. 特別应該指出，在 α 相存在的温度区域內，屈服点很低. 当屈服点降低的同时，在温度为 100°C 左右的范围內，α 鈾的強度极限显著地增加. 文献[3]中提到过这种現象. 在进入 β 相温度区域时強度极限重新增加，而 δ 和 ψ 値都減低. 例如，对于含



a



б

图 10 鈾的机械性能随温度的变化

a——含碳量 0.02%； *б*——含碳量 0.12%.

碳量 0.12% 的鈾，750°C 时 $\sigma_b = 12$ 公斤/毫米²，$\delta = 18\%$，$\psi = 51\%$，600°C 时 $\sigma_b = 7$ 公斤/毫米²，$\delta = 23\%$ 和 $\psi = 76\%$.

繼續的提高温度并进入 γ 相区內，引起強度极限急剧的下降，δ 和 ψ 增加．因此，在 850°C 时对含碳量 0.12% 的鈾 $\sigma_b = 0.8$ 公斤/毫米²，$\delta = 31\%$，而 $\psi = 97\%$.

在冲击材料試驗机 MK-30 上对直径为 11 毫米长度 55 毫米具有美納日 (Менаж) 圓形凹槽的样品($R = 1 \pm 0.1$ 毫米，寬度 2 ± 0.1 毫米，深度 1.5 毫米)进行了冲击韌性的試驗.

为了在高温情况下进行試驗，样品在充滿氬气气氛的炉中加热，炉子安置在試驗机支架水平面上．在指定的温度下保持 15 分鈡后，将样品安放在試驗机支架上由摆的冲击打碎样品．試驗結果表明 (表 2)，在 α 相区內冲击韌性随試驗温度增加而提高．在温度曲綫上冲击韌性的急烈下落表明 β 鈾的出現．在 γ 形态区域內样品并未断裂，而仅在試驗机支架間扭曲．γ 鈾的塑性很大，以至在 γ 相区內冲击韌性的数值不能确定.

表 2 鈾的冲击韌性与試驗温度的关系(含碳量 0.03%)

試驗温度，°C	20	100	200	300	400	500	600	700	750	800
相对的冲击韌性，公斤米/厘米²*	1.4	2.3	4.0	5.8	8.0	11.7	2.7	2.0	2.4	>12.0

* 取三个样品的平均值.

由于鈾在物理-机械性能方面的各向异性表現的很显著，在鈾塑性变形的过程中可以看到很多的特点．例如，鑄造或热压的圓柱形鈾样品在压縮試驗过程中变形后常常并不形成規則形状的"桶"．因之由于粗晶体不均匀的变形在样品的表面上产生出凸凹的起伏(图 11).

在不同温度下以不同速度对鈾作拉伸試驗过程中在样品上形成粗細不同的縮頸（代替一



图 11 20°C 时沿高度方向压縮了30%的鈾样品(×3.5).

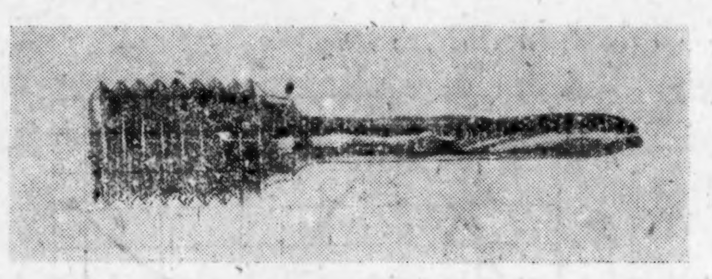


图 12 經高溫时拉伸試驗后的鈾样品(×1).



图 13 在测量鈾的硬度时以金刚石稜錐在样品表面上冲压的方法得到的印痕形状(×100).

种軸頸)幷出現螺旋状的表面(图 12). 縮頸本身的截面具有椭圓的形状.

当用金刚石稜錐在样品表面上压痕的方法作硬度試驗时,清楚地看出印痕是不对称的(图 13).

試驗結果表明,在晶体結晶中相的差别剧烈地影响到在各种温度下所测定的鈾的机械性能.

具有体心正立方晶格的 γ 鈾具有最大的塑性. 四角形的 β 鈾特点是偏于脆性幷对应变速度的敏感性很高. 这样,在 β 相区域內当进行拉伸和冲击韌性試驗时,从塑性变化的曲綫上看到具有最小值,尤以冲击韌性試驗时表現的更加明显. 在选择有利的应变热力学条件时(在作用力和温度情况方面),含碳量不多的 α 鈾具有良好的塑性应变性能. 由于菱形晶格的 α 鈾对称性很低,在各种試驗中表現出的机械性能显著地各向异性.

哲譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 618—623

参 考 文 献

[1] F. G. Foote: Металловедение урана. Доклад № 555, представленный США на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.

[2] G. A. Stohr, R. Chevigny: Прессование урана в гамма-фазе. Доклад № 351, представленный Францией на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.

[3] R. W. Nichols: *Nucl. Eng.* 2, 18, 355 (1957).

鈹

麥爾生 (Г. А. Меерсон)　索柯洛夫 (Д. Д. Соколов)
米罗諾夫 (Н. Ф. Миронов)　波格拉德 (Н. М. Богорад)
帕霍莫夫 (Я. Д. Пахомов)　里沃夫斯基 (Д. С. Львовский)
伊凡諾夫 (Е. С. Иванов)　什米列夫 (В. М. Шмелев)

文中根据苏联工作者的研究成果討論了金屬鈹的性質和主要的制备方法.
对比了氟化物的鎂热还原法、电解法以及用眞空蒸餾法使鈹純化.
討論了几种用金屬陶瓷方法制备鈹制品的工艺方案，在眞空感应炉中熔煉幷离心澆鑄的工艺，对鈹的型材的压挤的研究，以及致密鈹的組織和性能．已經知道，将在眞空中热压成的毛坯压挤得到的純鈹試样，在 425°C 具有接近 20 公斤/平方毫米的抗拉强度极限和高度的可塑性(延伸率大于20%).

近十年来，对于鈹作为一种可能的原子反应堆結构材料的兴趣增长了．小的热中子俘获截面和大的中子散射系数使它成为一种优秀的減速剂和反射层材料．除这些性質以外，还应当提到小的比重(1.845 克/立方厘米)，相对較高的导热性和熔化溫度(1285°C)，在輻照作用和高溫条件下的稳定性．此外，鈹在高溫下对于空气、二氧化碳气、水和某些熔融金属是足够稳定的．这些性質使我們也有可能采用鈹作为释热元件的外壳.

在拟制鈹的生产工艺时，提高对金屬的化学純度的要求、鈹的塑性低和化合物的毒性都引起很大的困难．制备鈹的原料的主要类型是綠宝石矿 $Be_3Al_2[Si_6O_{18}]$.

工业用的氢氧化鈹是所有各种类型鈹产品的半成品，它可以按下述的硫酸盐化的工艺路綫得到.

鈹矿石与氧化鈣在电弧炉中同熔，以使鈹轉化为溶解状态．将熔融体粉碎，在280—320°C 用硫酸处理，再用加了硫酸銨的水浸出，以将鋁以鋁銨明矾的形式分离，然后用各种方法清除掉重金属幷以硫酸銨处理．由于水解的作用碱性的(основной)碳酸鈹分离出来了.

所得到的碱性碳酸盐大約具有以下成分，数值以相对于鈹的百分比表示：

Fe ·········0.02—0.06　　Si ·········0.3—0.5
Mn·········0.006—0.009　　Ni ·········0.003—0.005
Al ·········0.1—0.2　　Cu········· 痕量

为了得到高純度的氧化鈹，須将工业用的碱性碳酸鈹溶于醋酸，而用蒸餾的方法清除掉醋酸鈹中的杂質，再用高热分解法分离出具有高純度的細散的氧化鈹．氧化物中的杂質含量大致如下：

Fe ·········$5—6 \times 10^{-4}$　　Cu·········$1—2 \times 10^{-4}$
Mn·········$2—4 \times 10^{-5}$　　Zn ·········$4—6 \times 10^{-3}$
Mg·········$2—4 \times 10^{-4}$　　Ca ·········$2—3 \times 10^{-3}$
Ni ·········$2—4 \times 10^{-4}$　　Na ·········$3—5 \times 10^{-3}$
Al ·········$1—2 \times 10^{-3}$　　Si ·········$1—2 \times 10^{-3}$

这种氧化物在純度上最适于生产某些原子反应堆上用的陶瓷制品[1].

已經知道三种主要的制备金属鈹的方法：

1）电解氟鈹酸鈉（Na_2BeF_4）或氟氧化鈹（$2BeO \cdot 5BeF_2$）的混合物；

2）电解熔融氯化鈹与氯化鈉的混合物；

3）用金属鎂还原氟化鈹．

第一种方法具有一系列缺点，其中主要是在高温电解时氟化鈹蒸发量很大，因此产量低而且生产的危害性大．

按第二种方法制备鈹采用工业氢氧化物或碱性碳酸鈹作为初始的半成品．将氢氧化物煅烧成氧化鈹，压成砖并进行氯化．已經知道，在 550—650°C 在电炉中进行氯化可以用熔过的石英（плавленный кварц）的砖作为坚固的炉衬材料．在氯化过程中得到的氯化鈹蒸发并凝集在加热到 280—300°C 温度的鎳容器中． 每經过一定时間将氯通过窗口放到具有气密联接的可更换的鎳容器中去．然后，将氯化鈹与 NaCl(1:1) 一同加入鎳的电解器中．可更换的鎳阴极使我們可以分两个阶段进行电解． 第一阶段在近于 1.5 伏的电压下进行，目的是要清除掉电解液中电位比鈹更正的杂质． 在第二阶段在 320—350°C 純鈹以鳞片状沉积在新的阴极上．用位于电解槽中心的石墨棒作为阳极．

为了更好地将金属与电解液分开，在取出阴极以前先将电解槽短时間过热到 ～380°C 的温度．为了将阴极沉积物上的电解液中的殘渣除掉，用弱的硝酸溶液加以冲洗，然后干燥．分析指出，在鈹的較細的部分中沾污的量最大，因此这一部分要与金属的主要部分篩分开来．

由氯化物电解得到的鈹的化学成分大致如下(以百分比表示)：

Fe	0.01—0.02	Cu	0.02—0.07
Mn	0.001	Si	0.01
Ni	0.02—0.05	Cr	< 0.003

这种方法的主要优点在于能够得到具有高純度的鈹，因为在氯化和电解的各个阶段都进行着对一系列杂质的清除．这种方法的缺点在于直接产量低，設备复杂，氯化鈹的吸湿性強和必須防止它与空气接触，氯化鈹的毒性強，使得生产設备的构造由于必須精細地加以密封而复杂化．

最經济的而且技术上已实現的生产鈹的方法——用鎂还原氟化鈹．将工业的氢氧化物或碱性的碳酸鈹溶入加有氟化銨的氢氟酸中．将所得到的氟鈹酸銨溶液用吸收法除去鉄、錳和重金属杂質并加以二氧化鉛处理．将所得的溶液进行蒸发，氟鈹酸銨 $BeF_2(NH_4)_2$ 的晶体就脫出了．脫出的(отфугованный)氟鈹酸銨晶体在 900—950°C 分解．在冷凝器中出現的氟化銨回轉到制取氟鈹酸銨的过程中． 将熔融的氟化鈹澆入石墨模中，并在感应加热的石墨坩堝中在～1300°C的温度下用鎂还原．除去了炉渣夹杂物的金属球再放到感应炉中在眞空下重熔．

这种鈹的化学成分可以用下列数据表明(以百分比表示)：

Fe	0.08—0.10	Mn	0.01 —0.02
Al	0.02—0.03	Cu	0.003—0.005
Si	0.01—0.03	Ni	0.003—0.005

要得到純度最高的鈹須用将工业純的金属在高眞空中蒸餾的方法，在 1350—1380°C 的温度进行蒸餾，这时蒸发速度达到每平方厘米熔融体表面 0.3克/小时．用氧化鈹坩堝蒸发金属，外面用电阻炉加热，以鉬絲作为发热体．

金属的冷凝在由鉬片制成的分餾塔中进行，象鉄、銅和鎳这些杂質基本上留在坩堝里的殘渣中，而易揮发的成分(錳、鋁)则聚集在分餾塔的最冷的上部．鈹的主要部分(95—97%)凝集在分餾塔的下部和中部，其温度为 1150—1050°C，这一部分鈹是具有高純度的产品，其中平均

含有(以百分比表示):

Fe	0.005	Ni	0.003
Al	0.003	Cr	0.005
Cu	0.004	Mn	0.002

鈹的鑄造有一定的困难. 与由粉末烧結成的金属比較，由鑄造得到的金属通常具有較粗大的晶粒(有时还有分散的小气孔)而且比較脆. 因此在鈹制品的生产中广泛采用了金属陶瓷的方法[2].

制造鈹制品的金属陶瓷工艺有好几种方案，可以根据每种制品的具体类型并根据向它們提出的要求而采用.

由以上所述各种方法中的任一种方法得到的金属，在經过預先的眞空重熔，除气或蒸馏后,轉变为粉末. 在通常情況下,粉的粒度为負* 500 微米,仅在个别情況下才要采用更細的粉末. 采用細顆粒粉末的缺点之一是随着粉末細碎程度的增高氧含量也增长. 在粉碎以前蒸餾过的鈹中氧含量为万分之几，而在用它制成的粒度为負 500 微米的粉末中氧含量则上升到千分之几.

将鈹粉在眞空中热压 (1×10^{-2}—1×10^{-3} 毫米汞柱) 可以得到大的毛坯或制品,并具有最大的密度 (到 1.85 克/立方厘米)，小晶粒的組織和相对較高的、各方向相等的机械性能[2]. 热压在优质石墨质的压型中进行,压型用在高温煅燒过的細碎的氧化鈹潤滑. 在1120—1150°C 的温度压制压力为 50—30 公斤/平方厘米以下.

在某些情况下采用在空气中热压的方法. 这样制品中的氧和氮含量略有增高. 这种过程与眞空压制的区别在于要求将压制压力提高到 100—150 公斤/平方厘米.

为了制造高密度和高強度的制品还采用了"温"压的方法,使用金属压型在空气中进行,温度 550—600°C, 压力 4—5 吨/平方厘米.

如果要求所得到的制品比較不硬,则可采用最簡单的金属陶瓷方法,可以得到密度为 1.75—1.82 克/立方厘米** 的制品. 将鈹粉在冷态用 10—15 吨/平方厘米的压力压制，在眞空中 1180—1200°C 烧結,然后进行孔型压制. 孔型压制(калибровка) 或者在冷态 10—15 吨/平方厘米的压力下,或者在 500—550°C 温度和 8—10 吨/平方厘米的压力下进行.

用金属陶瓷方法得到的制品或毛坯长度小 (长度与断面尺寸之比不大于 2)，要得到长度較大而且密度大的制品須对金属陶瓷的毛坯进行压力加工. 考虑到鈹的塑性較差，最适当的办法是采用挤压过程,对它在热变形区域(高于重結晶温度)的研究尙未得出正面的結果.

为了保护鈹免于在加热时氧化以及在挤压时免于与压型粘結而采用了鋼的保护壳，但类似[3]的实驗指出,由制品表面上取去保护壳是一个复杂的操作,易引起小断面制品的破裂.

鈹在 425°C 的温度具有最高的塑性. 因此在挤压以前使毛坯和压型加热到近于 500°C 的温度. 采用胶状的石墨作为潤滑剂以保証挤压时不发生金属的粘結，并能获得具有良好的表面的制品,其上复有一薄层石墨.

通过通常采用的模具挤压鈹时，由于入口錐形的角度大 (150°) 而圓柱部分短 (0.5 个直径),因此会发生横断面上的裂痕，而且要求較大的压力. 根据克洛兹和古林斯基 (Creutz and Gurinsky) 的数据[4]，最好的入口錐形角度为 90—120°C. 文献[1]中确定最好的角度为 90°. 将入口錐形的角度減至 60° 就使得被挤压制品断面上的变形发生不均匀现象. 将这角度增加

---

* 粒度負500微米即在500微米以下之意——譯者註.

** 原文为 г/см², 显系排印錯誤——譯者註.

到 120° 则造成压挤压力的增高．研究指出，模具的圆柱形部分的大小实际上不影响压力，但如果它愈大，则棒料在未变形的热区中的停留时間就愈长，这样殘余应力就取消了，并因而消除了横断面裂痕出現的原因．因此所采用的模具圓柱形部分的长度等于 ～1.5 倍直径．模具槽口断面的急剧变化(在模具的錐形与圓柱形部分相交处)也是形成裂痕的原因之一．

挤压时的最大变形程度为允許压力所限．考虑到模具的強度，希望压力不超过 12 吨/平方厘米．最小变形程度决定于不破坏連續性而得到制品的条件．在变形度 >65% 时发生横断面的裂痕．这样，"温" 挤压可以用70—85%的最好变形度进行．

为了減少毛坯上料头的量而增加产量，装上用低碳鋼 (Ст.3) 作的 "軟" 垫圈，当挤压时它就填滿模具，形成挤压的殘尾并将棒料由模具中挤出．

研究的結果断定，在挤压过程中，随同鈹的流动軸心部分相对于外圓各层发生很大的超前現象．文献 [3]、[4] 指出，由于采用前端車成錐形的毛坯，超前的程度減小了．在本文作者的工作中发现，由于采用 "軟" 垫圈取得了良好的結果，在垫圈与毛坯連接的一端上有錐形的凹部．这种形状首先促使外圓各层的运动 (因而部分抵消了它們在挤压过程中的滞后)，并減少挤压縮孔的数量，这种縮孔在使用平垫圈时曾发現过．根据經驗，車圓錐形的最好角度选定为 150—160°．垫圈的环的寬度取决于所采用的容器的直径．

对 500°C 下管的挤压过程的研究指出，由于单位压力大在径向发生很大的应力，这些应力又传到頂桿 (игла) 上．在頂桿上同时有拉伸应力作用，这是由于頂桿与管的內壁間的摩擦而产生的．因此会发生拉长有时还会将頂桿拉断．采用具有不大的錐度(1:1000以下)的頂桿就消灭了拉断的現象，因为对于管的內壁的摩擦大大減小了．

挤压有稜角的断面的制品比較困难，因为存在着稜边，会由于应力集中而在稜上形成横断面的裂痕．将制品断面上的角稍加圓化則可以制得六角形和矩形断面的沒有可見缺陷的型材．

鈹的性质根据其純度和組織的不同而在很大的范围內变动*．即使是塑性最好的——蒸餾的和电解的(由氯化物)——金属品种也不能在冷态进行压力加工．制品的制造工艺也对鈹的性质有重大影响．

直接由热压或燒結后得到的試样具有平衡的組織 (图 1)，而挤压出的試样則为纤維状(图 2)．挤压出的試样在 750—850°C 退火能保証再結晶．

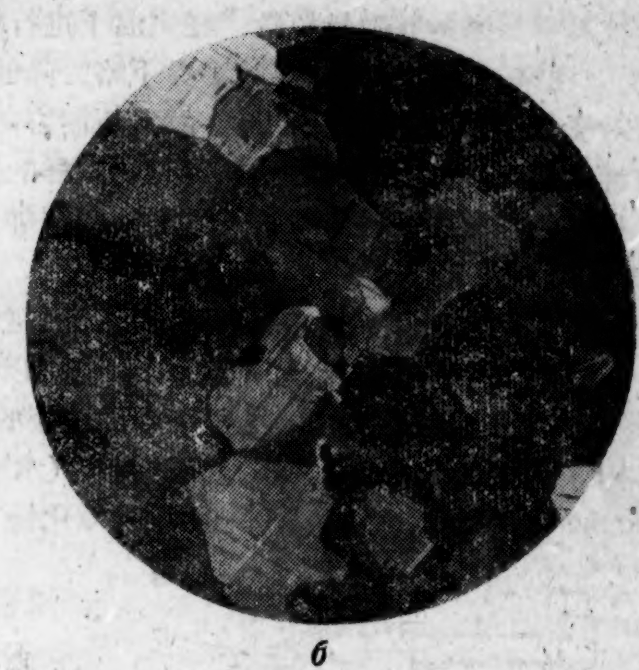
由眞空中热压得到的試样具有不大的塑性；而由这种毛坯在 500°C 挤压出的試样，則表現出在挤压方向塑性有很大的增长，同时強度增长 1.5 倍(見表)．

試样制备方法	性			质		
	20°C			425°C		
	σ_b 公斤/平方毫米	δ %	ψ %	σ_b 公斤/平方毫米	δ %	ψ %
眞空中热压	20	0.2	0.2	12	3.5	6
由眞空热压的試样挤压	35	2	2	19	21	38

鈹在 425°C 的温度具有最大的塑性．与 20°C 时的性质相比，热压試样的強度降低 40%，

* 在物理-机械性能的研究中有西道洛夫(Б. А. Сидоров)和斯捷潘諾夫 (М. И. Степанов) (Н. Н. Давиденков 实驗室的工作者)参加．





а *б*

图1 用金属陶瓷方法制得的鈹毛坯的显微組織

制备方法：*а*——压制、烧結并孔型压制； *б*——热压.





а *б*

图2 挤压出的棒的显微組織

а——变形的； *б*——退火的.

塑性有所增加，但仍不够高．　在 425°C 下，挤压的試样的强度降低同样的数量級，而塑性則大大提高(延伸率达 21%，頸部收縮率达 38%)．

鈹具有很高的正弹性模数．在室温下进行的加压試驗指出，弹性模数等于 3.03×10^6 公斤/平方厘米，在 500—600°C 的高温下略为降低(大約2%)．

对于用金属陶瓷方法制成的毛坯，压制方向与其性質沒有显著的影响，由于其中存在着无方向性的組織，与之相比較，挤压得到的試样的性質，在垂直于棒的軸綫的方向有不大的改善．

机械性能試驗的結果取决于試样的切削加工状况和試样的表面質量，因为鈹对刻痕非常敏感．

鈹的制品宜于用硬質合金(碳化物)刀具进行切削加工，同时也宜于磨削．

鈹在空气中的耐热性是相当高的，它可以在 500°C 的温度下保持几千小时不破坏，但在 1000°C 仅 1 小时鈹的表面就已被一厚层疏松的氧化物所复盖．

对于水来說，鈹是个相当稳定的材料（水中溶解的氧愈少，則稳定性愈強）．局部的杂質(локализованная примесь)——主要是碳化物——的存在使鈹的稳定性变坏．

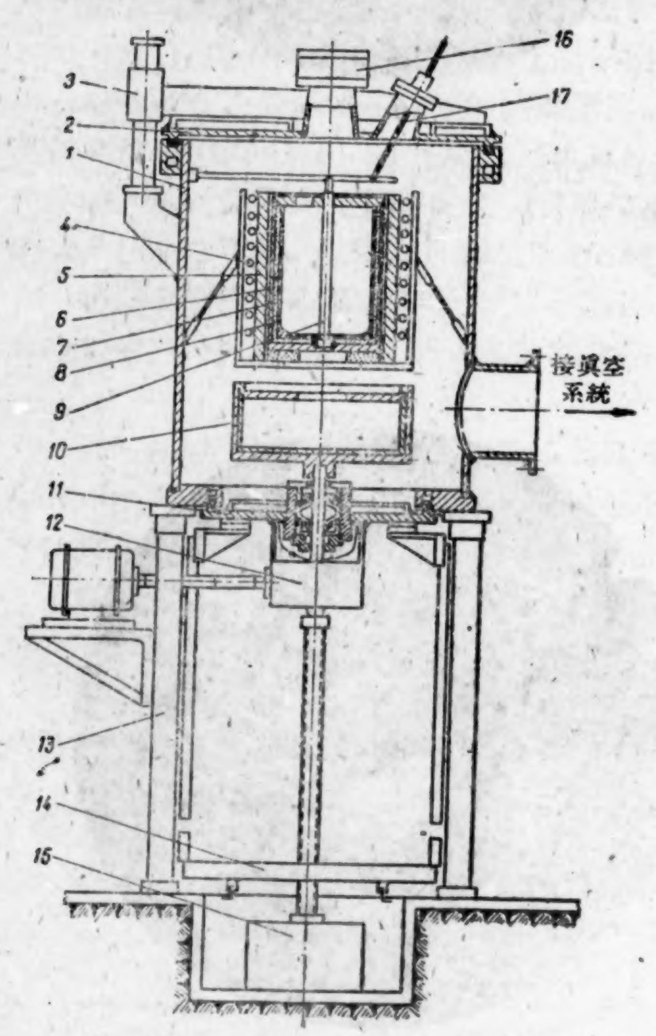


图 3　鈹的真空熔炼和离心浇鑄装置图

1——炉壳；2——炉盖；3——炉盖升降机构；4——感应圈；5——感应圈的炉衬；6——加热器；7——炉衬 (BeO)；8——坩堝；9——塞子；10——鑄型；11——底盘；12——鑄型旋轉机构；13——炉的支柱；14——小車；15——底盘升降机构；16——窥視窗；17——塞子的拉桿．

工业用鈹在經过初次的真空重熔后仍然含有一定数量的杂質：碳化物的氧化物和未排除掉的揮发性盐(氟化鎂、氟化鈹等的殘余)，它們在鈹鑄件中造成气孔、夹杂和孔穴．因此采用了与离心浇鑄相結合的鈹的真空重熔法，此法的优点在于能保証最完全地清除掉气体和夹杂物*．

离心浇鑄的最重要的特点是結晶的方向性，这是由于浇鑄的金属由外围向中心冷却以及新浇入的金属由中心向外表面补給所造成的．在鑄型旋轉的过程中，离心力将金属內部的气体、氧化物和其他的沾污排出到鑄件表面上．

真空熔炼和离心浇鑄的优点的結合（見图 3）使我們可以改善鈹鑄件的質量并鑄成各种制品．

最适合于熔鈹的坩堝材料是氧化鈹，由化学純的氧化鎂压制并烧結成的坩堝，化学性也是很稳定的．石墨不能用作熔炼用坩堝的材料，因为它会被液体金属侵蝕，但石墨是一种适当的鑄型材料．鑄件的表面层結晶很快，因此可以保护鑄件免于滲碳．

将由鈹块組成的炉料加入氧化鈹的坩堝中，坩堝有一注流孔，由也是氧化鈹制成的塞子盖着．在炉中达到真空（1×10^{-4} 毫米汞柱)后，开始加热到 800—900°C．　在这时期中排除了炉料中所吸附的湿气、气体和揮发性氟化物，后者主要由捕集器所收集，并有一部分沉积在炉盖的水冷表面上．然后，以化学純的干燥氩气充入炉中，达到

* 真空熔炼和离心浇鑄部分的作者是伊凡諾夫(Е. С. Иванов)和什米列夫(В. М. Шмелев)．

30—50 毫米汞柱的殘留压力，使金属熔化并过热到 1450—1470°C. 經过5分鈡的保持后，提起塞子，金属就浇入旋轉着的石墨型中.

建造具有不同內腔形状的鑄型，就可以生产出各种形状的鑄件，并能同时鑄出若干个另件，一般是輪廓簡单的，以免在收縮时造成困难. 制品的每一种新的形状和尺寸都要重新选择浇滿鑄型的速度和旋轉速度，一定的浇鑄速度是通过改变注流孔的断面而得到的.

已經在真空熔炼并离心浇鑄的装置上鑄出了各种空心圆柱形的鈹制品，具有良好的表面. 將制品用X射綫在各个方向进行照射，結果发現沒有任何用这种方法所能找到的內部缺陷.

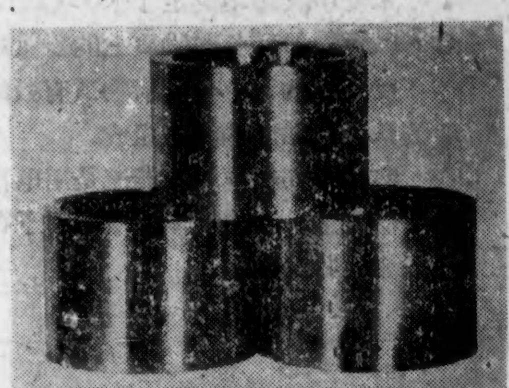
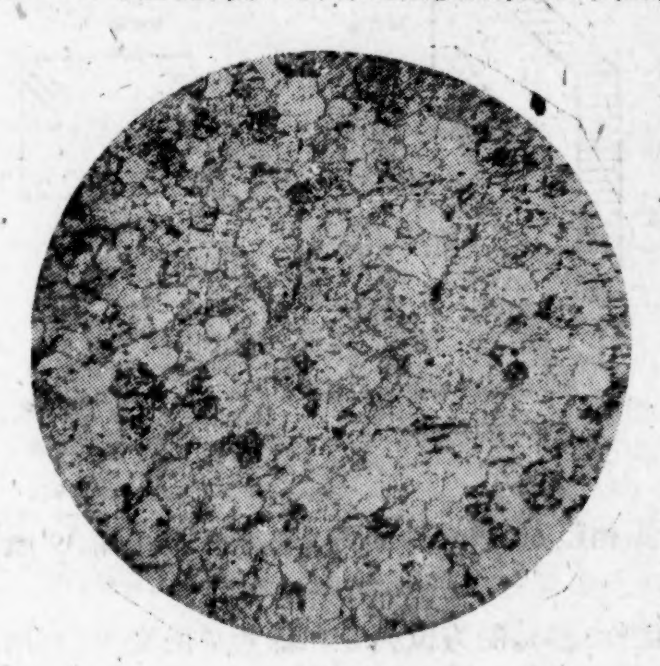


图 4 鑄出并机械加工的鈹圆筒

經过切削加工的鑄件密度为 1.82—1.84 克/立方厘米，这就証明了在鑄件中殘存着不多的分散的小孔，这些小孔无論用X射綫透視的方法，或是金相磨片的研究，都不能发現. 鑄造毛坯的組織允許对它切削加工而不致剝蝕晶粒(图 4). 鑄态鈹的显微組織和宏观組織示于图 5. 沿着平行于圆柱端面的平面制备磨片.

鑄出的小直径圆柱形制品用来作为管坯，可以"温"压出具有各种壁厚的管.

由上述方法制成了具有相当高的密度的、各种尺寸的制品，以及对鑄造鈹进行切削和挤压加工的可能性，使我們有理由認为，鈹的真空熔炼和离心浇鑄适用于以下情况，即当要求制造大尺寸的制品，因而用金属陶瓷的方法制造感到困难时. 随着今后的不断改善，除了金属陶瓷方法以外，真空鑄造工艺可能会被用来制造許多制品.



a



б

图 5 鑄态鈹的組織：*a*——显微組織(×90)；*б*——宏观組織(×20).

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 624—630

参 考 文 献

[1] Г. А. Меерсон, Г. Е. Каплан, Г. Ф. Силина, Д. Д. Соколов: Исследования в области геологии, химии и металлургии (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955).

[2] V. V. Beaver: The Metal Beryllium, American Society for Metals, 1955, Ch. V «B», 152.

[3] P. Loewenstein, A. R. Kaufmann, S. V. Arnold: The Metals Beryllium, American Society for Metals, 1955, Ch. V «D», 241.

[4] S. Creutz and D. Gurinsky: *Metals Progress*, No. 62, 82 (1952).

Co^{60} 和 Au^{198} 的 γ 射綫在各种物質上的反照率

布拉托夫 (Б. П. Булатов)　加路索夫 (Е. А. Гарусов)

本文中实驗地确定了 Co^{60}(1.17;1.33 兆电子伏) 和 Au^{198} (0.410 兆电子伏) 的 γ 射綫沿 0;45 和 60° 角入射到各种物质上的能量反照率的絕对值.

反照率的大小与散射物质有效的原子序数和厚度的关系也进行了研究，还确定了散射輻射强度的角分布和它的能譜組成.

实驗中初級輻射的能流是用电离室和“仑琴 X-5”照相軟片测定的. 散射輻射的强度采用气体計数器测量，这种气体計数器对于各种能量的 γ 光子，实际上它的效率是常数. 散射輻射的能譜成分由鉛吸收法确定.

I. 测量方法

反照率的絕对值定义为总散射能流 J (兆电子伏/秒) 与入射在散射体表面上初級輻射的总能流 J_0 (兆电子伏/秒) 之比,

$$\eta = \frac{J}{J_0}.$$

图 1 就是进行实驗的簡图.

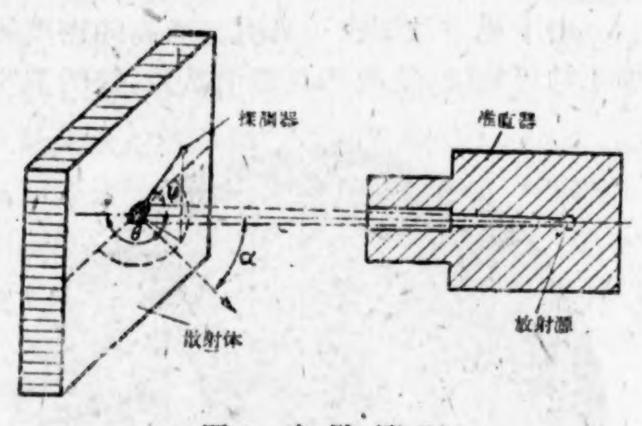


图 1　实驗簡图

α——初級射束的入射角; θ 和 φ——散射的方位角和緯角.

放射源放在鉛准直器里，放出的 γ 光子成一窄束射到散射体上.

准直器里装有 5 毫米厚的有机玻璃 (плексиглас)* 套筒; 盛放射源的小鋁罐，直径 5 毫米、高 10 毫米、壁厚 0.5 毫米，就放在套筒里. 准直器的形状由实驗选择，使得从出射閘片边緣散射的 γ 射綫本底最小. 作为散射物質的，利用过碳、水、有机玻璃*、鎂、鋁、鉄、銅、黃銅、鎘、汞、鉛、鉍、鈾、还有砖和木块.

散射物大小做成 65×65 厘米²，它放在与放射源相距 60 厘米的地方 (与准直器相隔 39 厘米).

散射 γ 射綫的能流密度 $J(\theta,\varphi)$ (兆电子伏/厘米²·秒)，隨方位角 θ 和緯角 φ 的变化，利用探测器沿着一半球面上的移动来测量，这球面的中心在入射輻射与散射体平面的交点，球面半径取 15 厘米.

反散射的总能流 J 由 $J(\theta,\varphi)$ 沿整个半球面作数值积分确定.

初級 γ 射綫束射在散射体表面上的束点直径和初級輻射的能流密度用仑琴射綫底片“仑琴 X-5”和 КИД-1 剂量室来确定. 仑琴射綫底片和电离室經过放射性强度为 635±5% 毫居里的 Co^{60} 标准放射源刻度.

利用的直射 γ 射綫束研究反照率时，散射体表面入射位置上 γ 射綫的束点直径等于 4.50±0.05 厘米.

---

* 多甲基丙烯酸树脂——譯者.

进行斜束实驗时,准直器内再嵌入一附加闌片,使束点直径減細到 2.38 ± 0.07 厘米(指直射条件时). 改变束綫的入射角时,束点的直径正比于 $1/\cos\alpha$ 变化.

初級輻射的总能流依能流密度沿束点面积的积分确定.

測量散射輻射的探測器是一特殊設計的計数管[1], 主要部分就是 CTC-5 型的鋼壁計数管(工作有效长度 65 毫米,直径 10 毫米,壁厚 58.5 毫克/厘米²). 計数管外面包上一个套,它是由 87 毫克/厘米² 厚的錫箔和 280 毫克/厘米² 厚的鉛箔中間夹一层 1.5 毫米厚鋁衬垫物組成的.

計数管对 γ 輻射能量的效率曲綫示于图 2 上.

在測量散射輻射強度时, 估計了在我們观察的立体角内散射光子的能譜組分,并且对能量 0.08—0.4 兆电子伏范围内探測器效率平均值的偏离进行了校正. 散射 γ 光子的能譜依在鉛中的吸收来确定的.

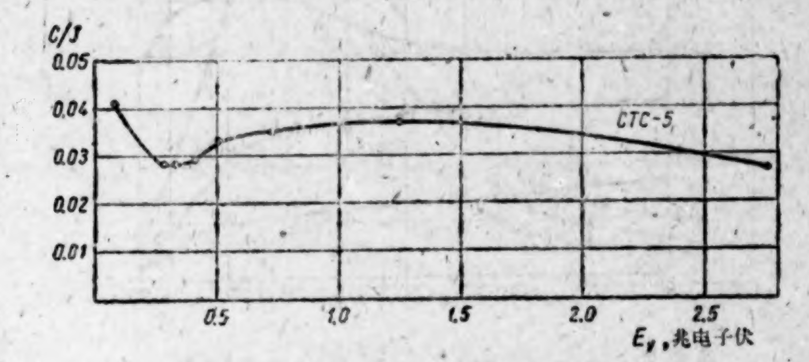


图 2 計数管效率与 γ 輻射能量的关系

研究散射輻射強度的角分布, 測量进行 5—10°, 并且每一点的測量都进行 5—6 次,本底測量次数也一样多.

确定的反照率的絕对值总的誤差 ±15%.

II. 实 驗 結 果

測量 Co^{60} γ 輻射在不同角度上散射輻射能譜組成的某些結果列在表 1 里.

表 1 散射 γ 輻射的能譜組分

散射物質	碳		鋁		鉛	
散射角,度	135	105	160	105	135	105
一次散射光子的能量,千电子伏(理論值)	243	300	212	300	243	300
硬成分能量,千电子伏	265±10%	315±10%	215±10%	300±10%	265±10%	300±10%
軟成分能量,千电子伏	140±10%	110±10%	150±10%	150±10%	113±10%	120±10%
軟成分在总的劑量上的貢献,%	6.4±0.6	3.0±0.3	15.2±1.5	5.3±0.5	2.3±0.2	2.1±0.2

从所有計数率的对数与鉛箔厚度关系得到的图綫上看, 散射輻射可以分成两部分: 硬成分,它在能量上相当于一次散射的;軟成分,相当于多次散射的. 对鉛,軟成分的強度不超过散射在我們观察的立体角内 γ 輻射強度的 3%;对輕物質,不超过 5—15%.

a) 初級射束正入射 測量 Co^{60} 和 Au^{198} 的 γ 射綫在各种物質上反散射強度与散射角关系的結果表示在图 3 和图 4 中,散射体的厚度实际上已相当于"无限厚"的了.

图 5 上表示的是 Co^{60} γ 輻射能量总反照率大小与散射体厚度关系的图綫.

图 6 和图 7 表示出 Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射能量反照率的最大値随散射体有效原子序数变化的图綫.

从图 5 可見:对重物質(鉛)当厚度为 5—10 克/厘米²时反照率达到最大値, 这厚度相当于 Co^{60} γ 光子在鉛中 0.5—1.0 的自由程长度, 对于輕物質(鋁、有机玻璃、碳)只在 20—35 克/厘米²厚度才达到最大値,也就是 1—2 自由程长度的厚度,这与文献[2],[3] 的数据是一致的.

能量反照率大小与散射体厚度关系的特征,可以用經驗公式很好地描述:

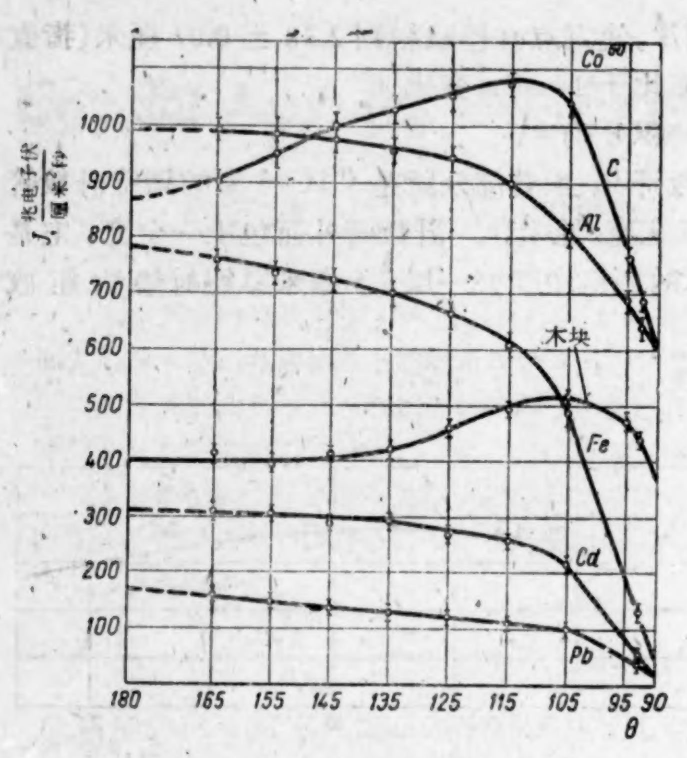


图 3 Co^{60} 的散射 γ 輻射强度与散射角的关系

图 4 Au^{198} 的散射 γ 輻射强度与散射角的关系

$$\eta(d)=\eta(\infty)(1-e^{-d/a}) \qquad (1)$$

其中 $\eta(\infty)$ 是"无限厚"散射体反照率的最大値；d 是散射体厚度，用克/厘米²表示；a 是常数。

对 $Z \leqslant 26$ 的物质，在 ±15% 界限內常数 a 等于这样的数值——10克/厘米²，也就是大約半个 Co^{60} γ 光子在这物质中的自由程长度。对鉛 $a=2.4$ 克/厘米²。

Co^{60} γ 輻射从 $Z_{有效} \geqslant 13$ 的物质上散射的強度隨着散射角由 180 到 90° 变化而減小。在 180—135° 角范围內，減小得比較慢，而当散射角小过 135—125° 后，強度急剧地下降：对重散射体(鉄、鎘、鉛)实际上已經降到零了；对鋁，降到 180° 时強度的 50—60%。

对 $Z<13$ 的物质(碳、木块、有机玻璃)，散射輻射的強度起先隨着散射角減小而增加，而当散射角小过 110° 后才开始下降。

对于一薄层重散射物质(0.5—1.5 克/厘米²)，散射輻射強度一样，起先上昇而后在散射角小于105°以后下降。这一点是这样解释的，虽然散射的机会隨散射角減小而上昇

$$\frac{d_e\sigma_s}{d\Omega}(90^\circ)\bigg/\frac{d_e\sigma_s}{d\Omega}(180^\circ)\approx 2^{[4]}, \qquad (2)$$

但是散射以后，散射光子在物质中經过的路程也增长了，因此被吸收的机会，隨散射体的 $Z_{有效}$ 愈大也就愈大。

Au^{198} 散射輻射的強度对除掉水和有机玻璃外所有物质皆隨着散射角从 180 到 90° 的改变而单調減少。在碳和鎂的情况下降得比較慢。90°散射角位置上輻射強度接近于散射角 180°位置輻射強度的 50%。这关系对鋁、鉄和銅那样的散射元素表現得更加明显。从鉛上反散射在 90° 角位置的輻射強度只有在 180° 角散射的強度的

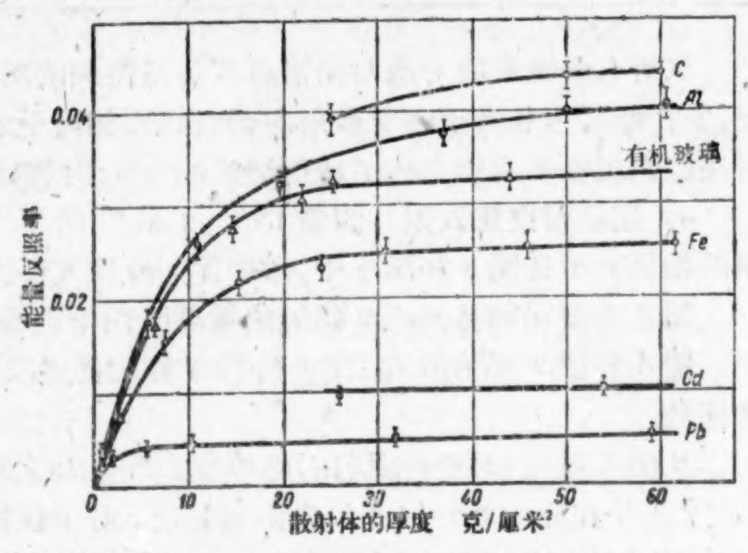


图 5 Co^{60} γ 輻射总能量反照率大小与散射体厚度的关系

33%．对銅和鉄在 90° 角的散射輻射強度实际上已經降到零了．对重物質（鎘、鉛）到 140—135° 位置散射輻射強度改变很少，可是角度小过 135° 強度就很快地減少到零．

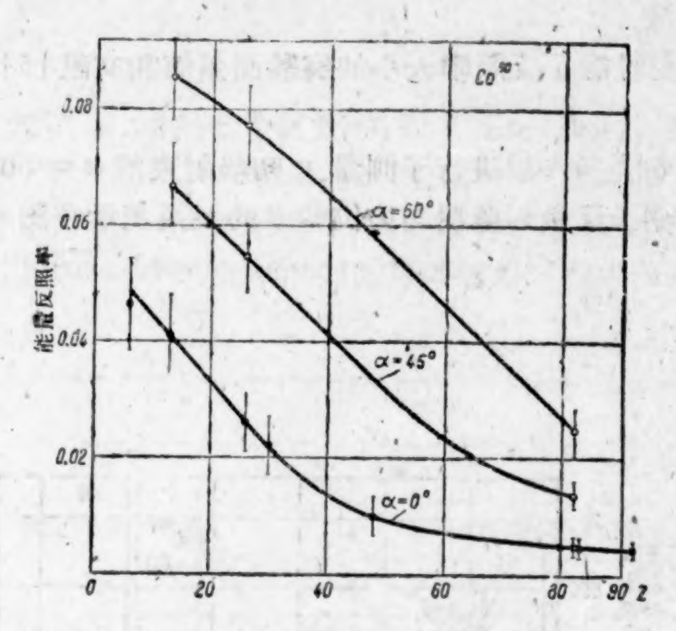


图 6　Co^{60} γ 輻射反照率大小随散射物質有效原子序数 Z 变化的关系

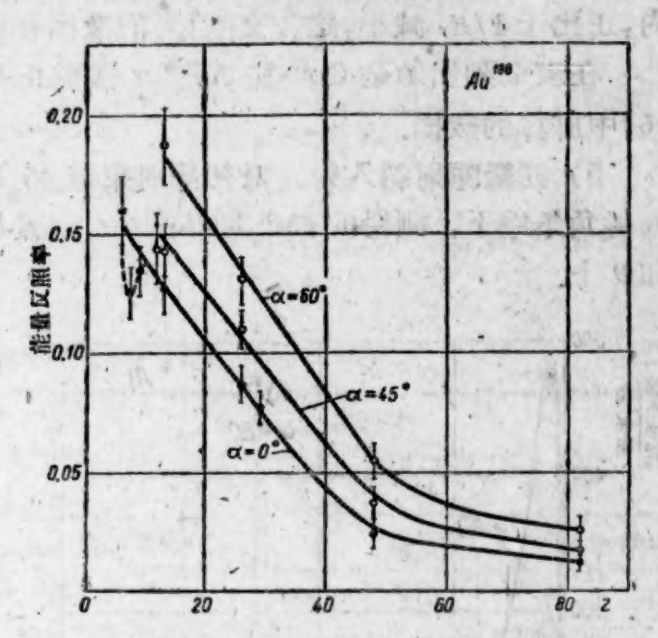


图 7　Au^{198} γ 輻射反照率大小随散射物質有效原子序数 Z 变化的关系

Au^{198} γ 輻射在水和有机玻璃上的散射強度，也就是从小 Z 物質和密度相当小的物質上的散射強度，随着散射角的減小而增強，散射角为 110—115° 时經过极大，而后下降到 90° 时接近于 180° 角位置強度的 50%．

从图 6 和 7 可以看出，Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射反照率的大小隨散射物質有效原子序数的增加而减小，有平方反比关系．

在 Z 从 7 到 10 范围内，由于散射物質密度的影响引起的极小不很明显．对 $Z_{有效}$ 处于这个范围內密度比較小的物質(水、木块和有机玻璃)，散射 γ 光子有效的放射源放得深一些，也就是距离探測器远一些，而对 Z 接近的——碳、鎂和鋁，但密度大一些的物質距离近一些．經相应

表 2　初級輻射正入射条件下 Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射的能量反照率

Co^{60}						Au^{198}				
散射物質	$Z_{有效}$	实验值	計算值 [6]	計算值 [5]	計算值 公式(3)計算	散射物質	$Z_{有效}$	实验值	計算值 [5]	計算值 公式(3)計算
碳	6	0.046	—	—	—	碳	6	0.16	—	—
有机玻璃	—	0.033	—	—	—	水	7.48	0.125		0.128
木块	—	0.023	—	—	—	有机玻璃	—	0.134	—	—
鋁	13	0.041	0.044	0.041	0.041	鎂	11	0.144	—	0.095
鉄	26	0.026	0.028	—	0.029	鋁	13	0.127	0.11	0.125
黄銅	29.5	0.022	—	—	0.025	鉄	26	0.087	—	0.090
鎘	48	0.010	—	—	0.009	銅	29	0.077	—	0.083
錫	50	—	0.011	—	—	鎘	48	0.024	—	0.028
汞	80	0.0055	—	—	0.0054	鉛	82	0.013	—	0.013
鉛	82	0.005	0.002	—	0.004					
鉍	83	0.0048	—	—	0.0036					
鈾	92	0.0045	—	—	0.0056					
砖	—	0.035	—	—	—					

的几何修正后消除了极小.

对所有的物质,能量反照率的大小随着入射 γ 輻射的能量增加而減小. 在 ±12% 的界限內,正比于 $1/E_\gamma$ 減小,这和文献[5]的数据相一致.

在表 2 列出的是 Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射正入射时能量反照率大小的实驗測量值和文献[5]、[6]中計算的数据.

б) 初級輻射斜入射　对初級射束沿 45 和 60° 角入射进行了測量. 初級射束沿 $\alpha = 60°$ 入射角条件下, 測得的 Co^{60} 和 Au^{198} γ 射綫从鋁上反散射強度与方位角 θ 的关系表示在图 8 和 9 上.

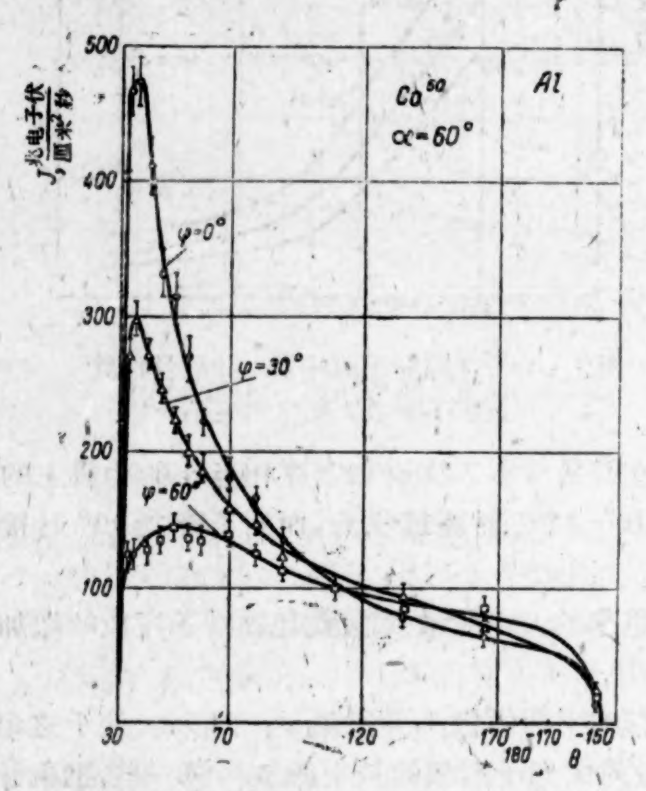


图 8　初級射束入射角 $\alpha=60°$ 时, Co^{60} γ 射綫从鋁上反散射强度与方位角 θ 的关系

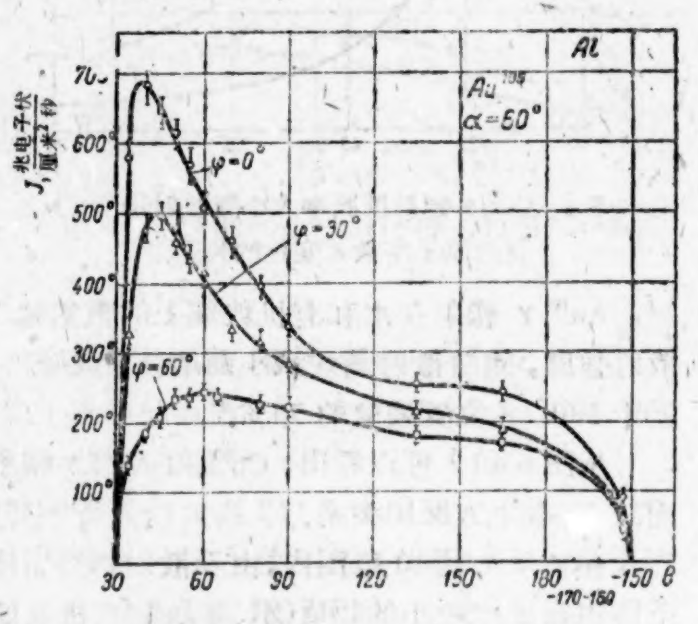


图 9　初級射束入射角 $\alpha=60°$ 时, Au^{198} γ 射綫从鋁上反散射强度与方位角 θ 的关系

对所有的物质,角度关系的曲綫在小角度 θ 地方都有明显的极大. 随着 θ 角度增大,散射輻射強度降到零.

随着緯角 φ 增大,角分布的各向异性逐漸減少. 在 $\varphi = 60°$ 时, 反散射輻射強度实际上已与方位角 θ 无关了.

当增大初級射束在散射体面上的入射角时,由于 γ 光子小角度散射占据优势,角分布的各向异性增強. 各向异性还随散射物质原子序数減小而增強.

当初級 γ 輻射能量減小时,散射輻射強度的角分布按照康普頓散射理論趋向于各向同性.

在初級射束斜入射条件下,反散射輻射的強度与方位角 θ 关系的一般特征和[5]的理論結果相符合.

图 6 和 7 上表示了在初級射束入射角等于 0; 45 和 60° 角时 Co^{60} 和 Au^{198} γ 射綫能量反照率大小随散射物质原子序数变化的图綫.

从图上应該可以得出: 对于所有物质随着初級射束入射角增大, γ 射綫能量反照率增高. 对 Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射,能量反照率大小的增高随入射角从 0 到 60° 正比于 $1/\cos\alpha$ 增加,而与散射物质的原子序数无关. 与这規律偏离不超过 ±15%. 只有 Co^{60} γ 輻射在鉛上的反照率例外,偏差达到 ±25%. 在这情况下,反照率的大小正比于 $1/\cos^2\alpha$ 变化,偏差 ±11%.

γ 輻射反照率大小与初級射束能量 E_γ，入射到散射体表面的入射角 α，散射物質的有效原子序数 Z 和密度 ρ 之間的关系，可以用經驗公式很好地表示

$$\eta(E_\gamma, \alpha, Z, \rho) = 3.2\frac{1}{E_\gamma}\cdot\frac{1}{\cos\alpha}\cdot\frac{\rho}{Z^2} \pm 20\%, \qquad (3)$$

其中 E_γ 用兆电子伏表示，而 ρ 用克/厘米^3. 这公式对 $Z > 6$ 的物質可以应用.

計算得到的結果与文献[5]—[7]的理論計算沒有矛盾.

在表 3 中，列举了 Co^{60} 和 Au^{198} γ 輻射在各种入射角时实驗測量的和采用蒙特-卡洛方法(метод Монте-Карло)計算的能量反照率大小.

表 3 Co^{60} 和 Au^{198} γ 射綫的能量反照率

Co^{60}								Au^{198}					
散射物質	Z	能量反照率					散射物質	Z	能量反照率			
		实驗		文献[5],[6]的数据					实驗		[5]工作結果	
		45°	60°	45°	60°	80°			45°	60°	45°	60°
鋁	13	0.068	0.086	0.070 0.078	0.102 —	0.210 0.192	鋁	13	0.142	0.187	0.138	0.170
鉄	26	0.054	0.077	0.061	—	0.175	鉄	26	0.110	0.131	—	—
錫	48	—	—	0.038	—	0.141	錫	48	0.047	0.054	—	—
鉛	82	0.014	0.025	0.015	—	0.092	鉛	82	0.018	0.026	—	—

这一項工作是依兰普斯基(О. И. Лейпунский)教授的建議設置的，作者对教授的科学指导致以眞誠的感謝. 作者深深感謝布別恩(Н. Я. Бубен)和斯脫来尔柯夫(А. С. Стрелков)对我們工作的帮助和結果的討論.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 631—637.

参 考 文 献

[1] Б. Н. Сахаров: *Атомная энергия* **3**, № 7, 61 (1957).
[2] J. Percins: *J. Appl. Phys.* **26**, 1372 (1955).
[3] J. Putman: *J. Scient. Instrum.* **32**, 394 (1955).
[4] H. Johns, J. Langhlin: Radiation Dosimetry, Academie press Inc. Publishers, N. Y., 1956, p. 64.
[5] J. Percins: *J. Appl. Phys.* **26**, 655 (1955).
[6] E. Hayward, J. Hubbell: *Phys. Rev.* **93**, 955 (1954).
[7] J. Corned, R. Liston: *Proc. Roy. Soc.* **203**, 323 (1950).

用胶岭石吸附放射性鍶和用煅烧法固定鍶的規律性的研究

斯皮岑(Викт. И. Спицин)
哥拉莫夫(В. В. Грамов)

詳細地研究了用胶岭石吸附 $Sr^{89,90}$ 的条件. 根据降低放射性鍶吸收的本領，可将不同的阳离子排成下列:

$$Al^{+3} > Fe^{+3}$$

$$Ba^{+2} \geqslant Ca^{+2} > Mg^{+2} \geqslant H^{+} > NH_4^{+} > K^{+} > Na^{+}.$$

指出了，用胶岭石吸附放射性鍶具有离子交換的特性，并且遵守质量定律. 在溶液中含有与鍶能生成难溶性盐的阴离子 CO_3^{-2}, SO_4^{-2}, CrO_4^{-2} 时，不会改变吸附机构，然而降低了放射性鍶吸附的本領，看来，是由于形成了放射性胶体的緣故.

研究了在煅烧时用胶岭石土固定放射性鍶的过程. 在溫度高于 850—900° 时煅烧并增加煅烧时間 1—2 小时以上并不影响固定放射性鍶的程度. 同时用河水和海水洗滌后放射性約 2%.

我們假定，在結晶格子开始变化以前 ($T=800°C$)，固定决定于鍶和吸附剂形成少量可溶性的化学化合物. 当溫度高于 800°C 时，这个过程决定于結晶格子的变化和矿物的逐漸玻璃化.

为了吸收鍶的放射性同位素和其他碎片元素，胶岭石是較好的天然吸附剂[1, 2]. 为了淨化各种含有放射性混合物的废水溶液，将它予以推广是很合适的.

用胶岭石吸附微量的不同离子的机构我們不作詳細地研究. 我們曾經作了吸收放射性 Sr^{90} 的研究工作，从毒性这个角度来看，它是碎片放射性同位素中最危险的一种.

为了进行工作，曾采集了三个产地的胶岭土: 奥哥兰林 (А)，克里米亚 (Б)，西哈薩克斯坦 (В).

А 地的材料几乎是純粹的胶岭石，含有少量的(小于 5%)晶石和云母混合物，当淘洗的时候，很容易将它們释出.

Б 地的胶岭土(龙骨)含有大量的鈣和鎂的碳酸盐混合物. 最后很容易用酸洗去.

В 地的材料是由大的顆粒組成. 这便有可能选出几乎是純的胶岭土型的物質.

这些黏土的吸收本領是相同的并且約略等于 1 毫克当量/克.

放射性鍶的吸附

經过适当的加工处理[3] 和淘洗以后可以得到均匀粉末形的吸附剂，顆粒的綫度等于 0.01 毫米或者更小一些.

使 10—15% 的溶液多次振盪，吸附剂盐就变为不同的阳离子形. 在用蒸餾水冲洗以后并在温度 80° 的条件下干燥到风干状态就准备工作. 用这个方法就得到了 H*, Na, K, NH_4, Ca, Mg, Ba, Al, Fe 形的吸附剂.

将微量鍶引入到系統中，在靜止的条件下研究了取决于溶液成分的吸附剂-溶液系統.

鍶在吸附剂和溶液之間的分布係数 η 可以用下式表示[4]:

---

* 为了轉入 H-形，吸附剂曾和 4% 的 HCl 溶液一起搖盪.

$$\eta = \frac{V \cdot C_{Me} \cdot 100}{V \cdot C_{Me} + q_{Me}}, \tag{1}$$

这里，V 是溶液的体积，C_{Me} 是离子在溶液中的平衡浓度，q_{Me} 是悬浮吸附剂的被吸收离子的量.

在小烧杯內放一克的吸附剂和 50 毫升的溶液，其中含有放射性鍶和与吸附剂的类型相应的不同量的阳离子的氯化物. 在接近平衡以前就将烧杯振动，此后，取出样品以便测量. 全部結果，是当相同的起始強度时得到的：2×10^{-2} 毫居里/升和 pH = 7—8. 溶液的离子強度在 0.2 到 0.002 之間变动.

取决于溶液成分的这三种吸附剂的分布係数 η 的变化具有一般的特点. 因此我們仅只引用了奥哥兰林的混凝土的資料. 在图 1 內縱軸表示 η 值的百分数，横軸表示溶液的浓度.

各种阳离子的吸收过程决定于許多因素：吸附剂的性质，溶液的成分，阳离子的特点和首先是阳离子的电荷.

由图 1 可以得出結論，随着原子价的增加和有放射性鍶的蒸汽中的水化物离子半径的減少；而使最后的吸附作用減小.

因而，根据阳离子将鍶从胶岭石中取代出的本領可以将它們作如下的排列：

$$Al^{+3} > Fe^{+3}$$

$$Ba^{+2} \geqslant Ca^{+2} > Mg^{+2} \geqslant H^{+} > NH_4^{+} > K^{+} > Na^{+}.$$

对于 Sr–Fe，Sr–Al 系的結果不应該和单价或双价阳离子的資料相比較，因为当得到 Fe- 和 Al- 形吸附剂时及当进行吸附实驗时 pH 的值等于 2.

从文献中可見，用胶岭石吸附放射性是以离子交換机构进行的[5-7]，并且可用尼柯里斯基(Никольский)[5]公式来描述

$$\frac{q_2^{\frac{1}{z_2}}}{q_1^{\frac{1}{z_1}}} = K \frac{a_2^{\frac{1}{z_2}}}{a_1^{\frac{1}{z_1}}} \tag{2}$$

这里，q 是离子的吸附量(毫克当量/克)，a 是离子的平衡活度(毫克当量/毫升)，K 是离子交换吸附常数，z 是离子的原子价.

由尼柯里斯基[5]，安季帕娃-卡拉塔也夫[6]和其他研究人員的工作可以得出結論，規律性(2)适用于有不均匀的交换羣的物质. 这种情况显然可以用这一点来解释：均匀的交换羣(段)在这种吸附剂中占优势并且决定了过程的机构.

为了闡明吸收微量鍶是否遵守方程式(2)，我們将方程式(1)和(2)进行若干变换. 同时得到如下的表式：

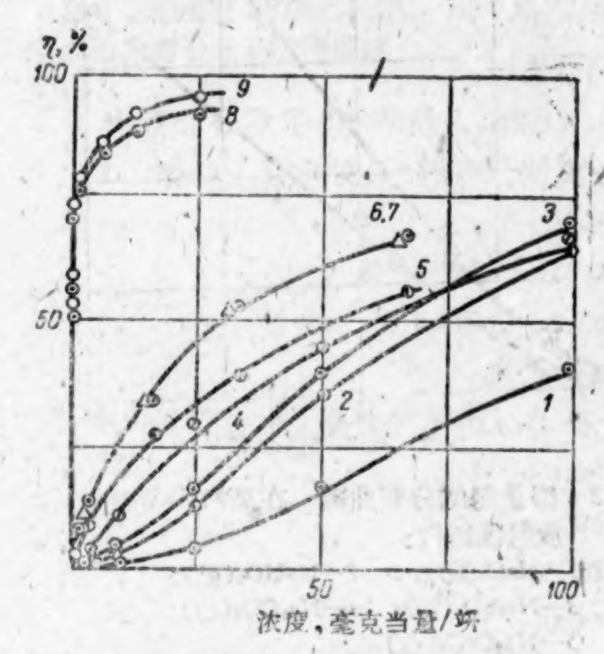


图 1 微量鍶在溶液和吸附剂之間的分布曲綫，实驗中存在阳离子：
1—Na^{+}(⊙)；2—K^{+}(◐)；3—NH_4^{+}(⊙)；
4—H^{+1}(⦶)；5—Mg^{+2}(◐)；6—Ca^{+2}(⊙)；
7—Ba^{+2}(△)；8—Fe^{+3}(⊙)；9—Al^{+3}(○).

$$\eta = \frac{1}{1 + K_S / a_2^{z_1/z_2}}, \tag{3}$$

这里

$$K_S = \frac{1}{V} \left(S^{\frac{1}{z_2}} / K\right)^{z_1},$$

K 是方程式(2)的常数，S 是吸附剂的容量(毫克当量/克).

方程式(3)可以用不同的曲綫来图示其与参数以及比例 $z_1 : z_2$ 的关系. 詳細的計算在文献[4]内已講过了. 脚碼1总是指微量鍶,脚碼2是指附加的大量离子,在方程式(3)中 η 以分数表示. 将方程式取对数我們得到,

$$\lg\left(\frac{1}{\eta}-1\right)=\lg K_S-\frac{z_1}{z_2}\lg a_2. \tag{4}$$

将 $\lg\left(\frac{1}{\eta}-1\right)$ 和 $\lg a$ 的值画成坐标图以后,我們就得到一条直綫,这个直綫的斜率决定于每一种离子蒸汽电荷之比.

对于鍶蒸汽——单价阳离子,斜率是2,对鍶蒸汽——二价离子,斜率是1.

由图2显然可見,所有阳离子的性能很好地符合于方程式(2),幷且由它能导出方程式(4). 氫离子是例外(在图2里沒有画上它的曲綫). 这种情况可以用 H^+ 离子影响到吸附剂的表面电荷,亦即使交換量的作用改变来解释.

从所得到的实驗資料(它和尼柯里斯基方程相合)可以得出結論,用胶岭石吸收微量鍶是离子交換的过程,即放射性鍶的行为原則上和大量鍶沒有差別.

应用上述結論和方法以后,我們就提出一个实驗以解释在吸收放射性鍶中与鍶形成难以溶解的化合物的阴离子的影响. 我們曾經对胶岭土系(图3)——放射性鍶——溶液 NaX 作了研究,其中 X 是阴离子: Cl^-, NO_3^-, SO_4^{-2}, CrO_4^{-2}, CO_3^{-2}.

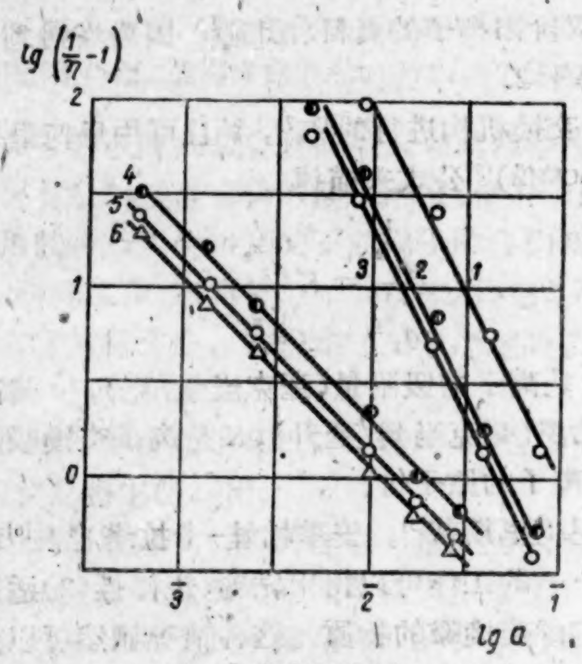


图2 当有阳离子:
1—Na^+(○); 2—K^+(◐); 3—NH_4^+(○);
4—Mg^{+2}(◐); 5—Ca^{+2}(○); 6—Ba^{+2}(△)
时,微量鍶在溶液和吸附剂之間計算的分布等溫綫.

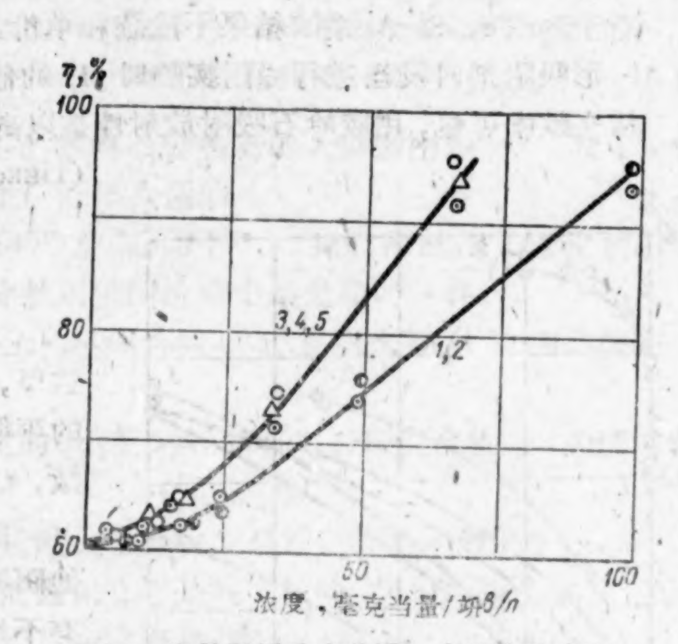


图3 微量鍶的分布曲綫. 在蒸汽內含有放射性鍶盐:
1—NaCl(⊙); 2—$NaNO_3$(◐);
3—Na_2SO_4(○); 4—Na_2CO_3(⊙);
5—Na_2CrO_4(△).

分析了图3以后就可以得出結論,存在能够和鍶形成难溶性的化合物的阴离子时,就使得吸收鍶的本領降低. 这是由于,阴离子 SO_4^{-2}, CrO_4^{-2}, CO_3^{-2} 和微量鍶形成了放射性胶体,这可以用滲析表示出来. 从图4可見,方程式(4)的直綫关系仍然保持着,因为,放射性胶体的相对量随着阴离子浓度的增加,显然是个常数.

比較图2和图4可以得出結論,微量鍶的行为不因阴离子的性質有所改变,幷且在这种情况下,也能很好的用方程式(2)来描述.

上述結論,与文献[8]相矛盾,那儿曾經观察到,当形成难溶性化合物时,用土壤吸附微量

鍶的增加．这种现象是可以解释的：吸附剂沒有預先变成相应的阳离子形状．通常，天然离子交换剂在吸收的情况下包含鈣和鎂的离子．排除在鍶蒸汽中乇的离子使得鈣和鎂的难溶性盐降低，解释了在該实驗中微量鍶捕获的提高．

在我們安排的实驗中未将吸收剂預先加工，在有能形成难溶性盐及鍶的阴离子时实际观察到 $Sr^{89,90}$ 的捕获有增加．

放射性鍶的固定

胶岭石土的离子交换本領，由于煅烧的結果将大大地減少[9, 10]． 因为胶岭石的結构只保持到温度 700—900°[7, 11]，某些作者[9, 10, 12]假設：被該矿石吸收的离子的交换本領的損失是与在矽酸盐层內决定交换的离子羣表面的迁移率有关系的．

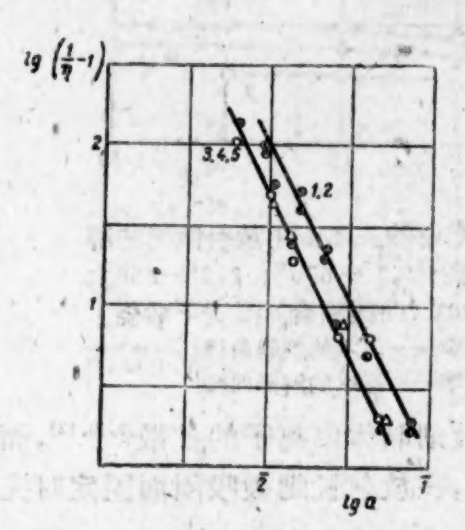


图 4 当有阴离子时計算的微量鍶分布的等温曲綫

在 915° 时[13] 煅烧含有裂变产物的胶岭石土以后海水浸析出仅仅近于吸收的放射性的 0.2%． 假如在 1200° 以及更高的温度下进行这过程时，那么胶岭石就玻璃化并更強烈地固定吸收了的放射性元素[2, 4—16]．

然而在文献中尚缺乏固定象鍶这种重要的放射性元素的資料，因此在本文中对这問題作了专門的研究． 放射性鍶由上述产地的胶岭石从強烈攪拌的含 1.8×10^{-3} 居里/升无载体鍶89, 90 的蒸餾水中吸收．当达到平衡以后用离心法将吸附剂从溶液中分离并用重蒸餾水冲洗．然后将吸附了放射性鍶的胶岭石放在馬弗炉內在温度 600，850 及 1200° 时煅烧并粉化到小于 0.05 毫米的粒子． 在計算时要考虑到煅烧后吸附剂重量的改变．

称胶岭石样品 0.5 克放入烧瓶中，烧瓶內装 50 毫升的两类溶液[17]：

1. 接近于河水成分的溶液，阳离子浓度(毫克/升)是：

Ca^{+2}—67.2；	Mg^{+2}—17.4；
$K^{+}+Na^{+}$—15.4；	Cl^{-}—6.5；
SO_4^{-2}—26.6；	CO_3^{-2}—66.9；
pH = 8.9．	

2. 近于海水* 成分的溶液．阳离子浓度(百分重量，克%)是：

Ca^{+2}—0.041；	Mg^{+2}—0.14；
Na^{+}—1.06；	K^{+2}—0.038；
Br^{-1}—0.0065；	Sr^{+2}—0.0013；
F^{-}—0.0001；	Si—0.00005；
Cl^{-}—1.89；	pH = 8.9．

搖动烧瓶直到看不到放射性鍶再倒到液体中去．要 2 天到 6 天才达到平衡．用 β 計数管記录 $Sr^{89,90}$ 的 β 輻射，要考虑到由 Sr^{90} 生成的子体 Y^{90}．实驗数据如图 5，6，7 所示．

从图 5，6，7 得到放射性鍶的固定过程基本上在 800—900° 时就結束了． 被河水洗走的放射性鍶的数量对于所有三种吸附剂来說都达到 2%．或其放射性約 10^{-3} 毫居里/升，而以海水洗达到 2.6%．提高煅烧温度到 1200° 显然不增加放射性鍶的固定性．

---

* 仅仅只要按阳离子模拟出海水的成分，其中阳离子数量不小于 0.1 毫克/升．

很明显,反映放射性鍶被不同解吸溶液洗淨曲綫的相互近似与固定过程的完成有关. 几乎所有的离子都失去了交換能力,而因此溶液浓度的变化不影响到鍶的解吸作用.

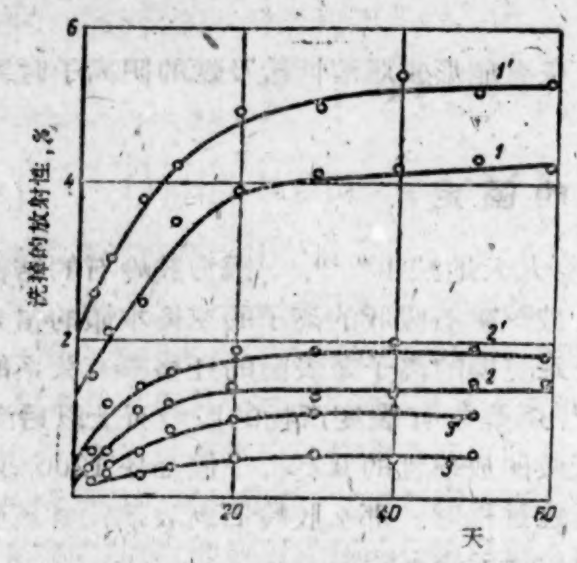


图 5 从奥哥兰林的斑脱土中放射性鍶的解吸作用. 該土在 1,1'—600°C; 2,2'—850°C; 3,3'—1200°C温度下煅烧
无撇的数字——河水的解吸曲綫;
有撇的数字——海水的解吸曲綫.

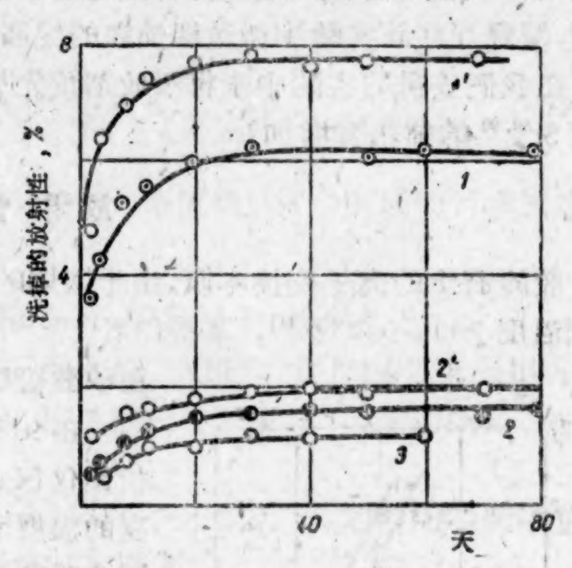


图 6 从克里米亚的基尔土中放射性鍶的解吸. 該土在: 1,1'—600°; 2,2'—850°; 3,3'—1200°(曲綫相合)温度下煅烧
无撇的数字——河水的解吸曲綫;
有撇的数字——海水的解吸曲綫.

在煅烧时阳离子被胶岭石固定可以解释为不仅是由于吸收剂晶体内离子的扩散[9,10,12],而且是由于阳离子与吸附剂以坚固的化学鍵形成化合物. 例如,在放射性鍶被吸附而固定时完全可能結合成尖晶石类化合物[18].

应用数量足以使肉眼覚察到的鍶以 X 射綫照相方法尝試企图发現这化合物,得到的結果却不是单値的.并且过程的全部特点是:以两种观点都令人满意地解释了随着温度增加固定性

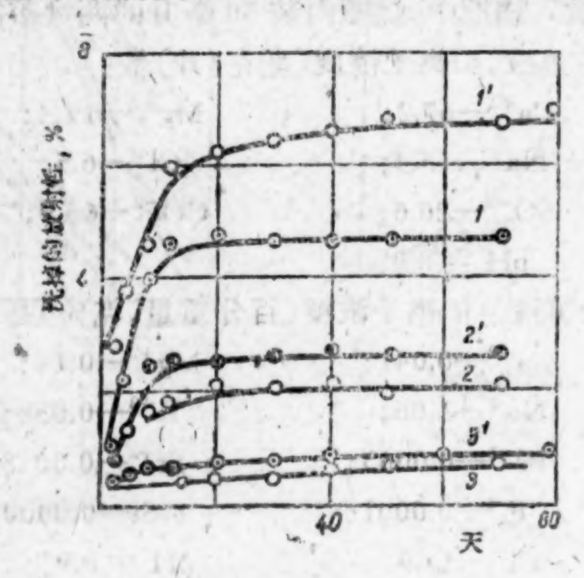


图 7 从西哈薩克斯坦胶岭石中放射性鍶的解吸. 胶岭石在 1,1'—600°; 2,2'—840°; 3,3'—1000°温度下煅烧
无撇的数字——河水的解吸曲綫;
有撇的数字——海水的解吸曲綫.

程度增加,解吸溶液浓度的影响等,因此也不能闡明該現象的机构. 然而在我們看来,是有方法检驗关于阳离子与吸附剂結合成化合物的假設.

众所週知,扩散是随时进行着的,假如这时扩散过程起决定性作用,那就应当期望在其它

相同条件下根据吸附剂煅燒时間 $Sr^{89,90}$ 的固定程度有增加．在表中引入了研究煅燒时間对放射性鍶固定的实驗結果，由此得出煅燒时間根本不影响放射性鍶的固定程度．因此可以認为在煅燒时放射性鍶固定过程中，至少在胶岭石晶格开始改变以前(在 800—850° 时[19])起决定性作用是吸附剂及被吸附的阳离子之間以強化学鍵結合成化合物．

以海水解吸放射性鍶(在 760° 时煅燒以胶岭石固定的放射性鍶)

加工时間，天	被冲洗的放射性量，%					
	奧哥兰林的斑胶土煅燒的时間，小时			克里米亚的基尔石煅燒的时間，小时		
	1	3	10	1	3	10
2	0.98	1.19	1.10	0.94	1.25	1.13
4	1.23	1.33	1.31	1.39	1.42	1.45
6	1.57	1.49	1.48	1.57	1.49	1.62
12	1.48	1.56	1.57	1.93	1.98	2.03
19	1.60	1.64	1.61	2.66	2.57	2.61
26	1.69	1.63	1.66	2.77	2.84	2.90
32	1.86	1.62	1.68	3.02	2.96	2.83
40	1.81	1.70	1.66	2.91	3.00	2.85

在胶岭石晶格中开始变化后固定过程就决定于阳离子的迁移或晶体内表面部分的迁移．

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 4, 446—452.

参 考 文 献

[1] W. J. Lacy: *Industr. Engng. Chem.* **46**, 1061 (1954).

[2] C. B. Amphlett: *J. Appl. Chem.* **6**, 10, ii—266 (abstracts), 1956.

[3] Л. М. Васильев: Основы современной методики и техники лабораторных определений физических свойств грунтов. Гос. изд. литературы по строительству и архитектуре, М., 1958.

[4] С. Ю. Елович, Л. Г. Кузьмина: Коллоид. ж. **XVIII**, № 3, 268, 1956.

[5] Б. П. Никольский, В. И. Парамонова: *Успехи химии* **VIII**, вып. 10, 1535 (1939).

[6] И. Н. Антипов-Каратаев и др: Коллоид. ж. **X**, № 2, 73 (1948).

[7] Р. Е. Грим: Минералогия глин. Изд. ИЛ, 1956.

[8] J. R. Henry: *Nucl. Sci. Abstrs* **10**, № 9, 3183 (1956).

[9] U. Hofmann, I. Endell: *Angew. Chemie* **52**, № 56, 708 (1939).

[10] U. Hofmann, R. Klemen: *Z. anorgan. und allgem. Chem.* **262**, № 1—5, 95—99 (1950).

[11] Д. С. Белянкин, В. П. Иванова: ДАН СССР **XVIII**, № 4—5, 279—289 (1938).

[12] R. Greene-Kelly: Mineral. Mag. **XXX**, № 228, 604—615 (1955).

[13] L. P. Hatch, W. H. Regan, B. Manowitz, F. Hittman: Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 1955, U. N., N. Y., v. 9, p. 648.

[14] W. S. Ginell, J. J. Martin: *Nucleonics* **12**, № 12, 14—18 (1954).

[15] J. K. Grover: *Chem. Age.* **77**, 1968, 556 (1957).

[16] C. B. Amphlett: *Energia nucl.* **1**, № 2, 80 (1957).

[17] В. И. Перельман: Краткий справочник химика. Гос. научно-техн. изд. химической литературы, стр. 316, 1956.

[18] П. П. Будников, А. С. Бережной: *Успехи химии* **17**, № 5, 585 (1948).

[19] Н. И. Горбунов, И. Г. Цюрупа, Е. А. Шурыгин: Рентгенограммы, термограммы и кривые обезвоживания минералов, встречающихся в почвах и глинах. Изд. АН СССР, 1952.

天然产状中放射性矿石的定量輻射測量*

沙什金(В. Л. Шашкин)

报 导 I

天然产状中——直接在山地坑道工作面中或鉆孔中进行的放射性矿石的 γ 射綫測量可以使得在沒有取样和沒有化学分析的情况下确定矿石中放射性元素的含量.

γ 射綫定量測量的准确程度在很大程度上是取决于所測 γ 射綫之能譜成份的正确計算. 放射性矿石 γ 射綫的能譜是由射綫分散作用决定,并与矿石成份有关. 已記录的矿层的 γ 射綫强度与計数管阴极的材料有关(鎢質、銅質、石墨質),这是由于計数管的能譜灵敏度的差別所致. 用不同阴极組成的蓋革計数管測量的 γ 射綫强度的对比可説明矿石 γ 射綫的能譜成份.

为了用統一单位——微倫/小时表示測量結果,輻射仪必須要用正确的标准源进行标定,但用标定方法也不能除去輻射仪讀数与計数管能譜灵敏度的关系.

本文中确定了在含矿层表面和鉆孔中进行測量时所应用的 γ 射綫强度与矿石中放射性元素含量有关的換算系数(見表). 在鉆孔中进行測量时低能的反散射 γ 射綫有着极重要的意义.

借助于这些系数,根据計数管的讀数就可計算出矿石中放射性元素的含量.

近年来 γ 方法的发展引起了对放射性取样和 γ 測井方法的研究，这些方法是根据在天然产状中对矿石 γ 射綫的測量来确定放射性元素的含量,其准确程度达一般的取样測量. 在鈾矿床的勘探和开采中这些方法获得了广泛的应用.

对放射性矿石和岩石在天然产状中进行測量的一般原則以及 γ 測井的方法和操作在文献[1]、[2]中有詳尽的闡述. 放射性取样方法和 γ 測井結果的定量解释直到目前为止还未曾有过叙述.

穿过物质产生 γ 射綫的理論許多国外学者都进行了詳細研究[3]−[5]，但是这些研究在定量輻射測量应用中的进一步发展都是首次在本論文中进行闡述.

γ 射綫定量測量的物理基础

主要經驗 大块鈾矿石和釷矿石的 γ 射綫的能譜成份不是由原生 γ 射綫多少确定，而是由原生 γ 量子在岩石本身內多次散射过程中形成的散射 γ 射綫的多少来确定的. 来自点放射源的 γ 射綫通过很厚的分散物质层时所发生的 γ 射綫的散射过程有許多作者进行了詳細研究[3]−[5].

1951—1952 年作者舍尔科夫 (Е. Е. Щелков) 指出了在进行定量 γ 測量时計算在岩石本身中放射性 γ 射綫散射的必要性. 散射决定放射性岩石 γ 射綫的能譜成份,因而也决定用各种类型的計数管記录下来的 γ 射綫的强度.

用套在計数管筒上的圓柱状鉛罩来減弱 γ 射綫的实驗可求出放射性矿石 γ 射綫能譜成份的定性特点.

γ 射綫的能譜成份复杂时，用各种类型計数管記录下来的 γ 射綫强度与这些計数管的能譜灵敏度有关:計数管阴极物質的原子序数愈高,对低能 γ 量子的灵敏度也就愈大[6]. 在能量

---

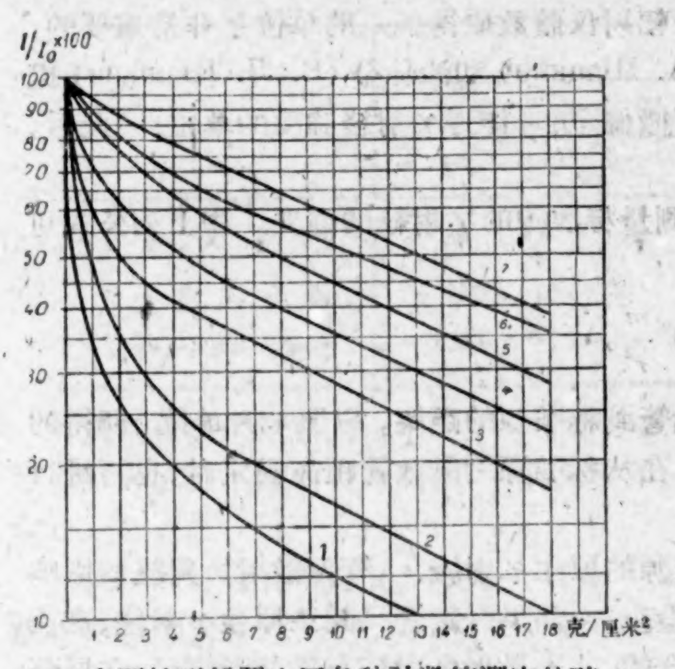
* 原书有六张彩色插图.

強的部分(大于 1 兆电子伏),大多数計数管的灵敏度与 γ 量子的能量大致成比例.

表中所列的減弱曲綫是用有鋁管保护的三种类型的充气計数管在鈾矿石层的模型中测出的。ВС 型計数管的阴极是由鎢制成，МС——銅，ГС——石墨.

在用对軟 γ 射綫感应非常灵敏的 ВС 計数管进行测量时，因被鉛罩(大約 2 克/平方公分)吸收使 γ 射綫很显著地減弱，这就說明在矿层的 γ 射綫能譜中有許多軟組份，这些軟組份几乎完全被这个鉛罩所吸收. 在用 МС 計数管測量的曲綫表中也显出了軟 γ 射綫的影响，但在用 ГС 計数管測量的图表中几乎显示不出. 比較这些資料和計数管能譜灵敏度，可以說明：上述軟 γ 射綫的能量小于 0.2 兆电子伏[6].

无限大岩层* γ 射綫的能譜成份与岩石的平均原子序数有关. 这一点从用 ВС 和 МС 計数管在矽酸盐岩石上和少灰份的煤炭上所测的減弱曲綫中就可看出. 在煤中和在原子序不大的介質中一样，散射 γ 射綫的軟組份相当发达. 用 ГС 計数管測量时，在这些岩石上测出的 γ 射綫減弱曲綫中的差别就消失了. 这說明 γ 射綫堅硬部分的能譜成份是一样的.



在圓柱形鉛罩中用各种計数管測定鈾矿层的 γ 射綫減弱曲綫表. 鋁管厚 1 公厘.

1—ВС 計数管，含灰份 16% 的煤；2—ВС 計数管，矽酸岩；3—МС 計数管，含灰份 16% 的煤；4—МС 計数管，矽酸岩；5—ГС 計数管，煤和矽酸岩；6—МС 計数管，被屏蔽的点状鐳放射源；7—ГС 計数管，被屏蔽的点状鐳放射源.

在測量含鈾煤时，4 克/厘米²厚的鉛吸收的軟 γ 射綫占用 ВС 計数管測定的 γ 射綫总強度的 76%，在測量矽酸盐岩石时占 69%. 用 МС 計数管測量时，同一类軟 γ 射綫在测煤时占 49%，在测矽酸盐岩石时占 35%. 在用 ГС 計数管測量的能譜中軟 γ 射綫一共占 23%，与岩石的性質无关.

因此，在具不同平均原子序的岩石中 γ 射綫散射的差别仅表現于散射 γ 射綫能譜中的軟部分.

无限大岩层 γ 射綫能譜的理論分析 鈾矿石和釷矿石的无限大岩层的 γ 射綫能譜在理論上是于 1954 年由沃斯科波依尼科夫 (Г. М. Воскобойников) 研究出的. 他証明了，散射 γ 射綫的強度随分散介質原子序数的增加而迅速減少. 在介質的原子序数增加时，对散射 γ 射綫总強度有影响的散射 γ 射綫值的量逐次減低，这显然是与光电吸收作用的增加有关.

在原子序数不大的(29 以下)介質中，散射 γ 射綫的能譜強度只有在低能量子的較窄部分(花崗岩从 0.05 到 0.3 百万电子伏，煤从 0.025 到 0.25 百万电子伏)才能达到很高的数値，在这里它为具有強能量的散射 γ 射綫能譜強度的 10—20 倍.

具有不到 0.5 兆电子伏量子能量的軟散射 γ 射綫的能譜分配和強度实际上与 0.5 兆电子伏以上的量子能量的硬原生射綫的能譜成份无关. 另一方面对原子序近于 29 以下的介質来說，实际上可以認为能量大于 0.25 兆电子伏的散射硬 γ 射綫的能譜強度与介質的原子序数无关；对原子序数大的介質来說硬散射 γ 射綫的強度随原子序数的增加而減弱.

散射 γ 射綫的理論分析，可以作出鈾和釷的无限大岩层的 γ 射綫能譜的定性特点.

---

* 当放射性岩层面积的增加不能引起被测定的 γ 射綫強度的增加时，这放射性岩层对 γ 射綫来說是无限大的.

这些岩层的能量在 0.5 兆电子伏以上的硬 γ 射綫为强度較小的散射 γ 射綫的連續能譜;在此能譜中明显地分出了原生 γ 射綫的強度綫. 硬 γ 射綫的強度和能譜成份,除了极富的鈾矿石或釷矿石(含量大致在 7% 以上者)之外,一般与岩石的成份无关. 在能譜的此部分中完全保留了鈾系和釷系原生 γ 射綫中的区别.

在能量 0.5 兆电子伏以下的軟 γ 射綫部分中,散射 γ 射綫的強度随量子能量的減小迅速增大,而且原生 γ 射綫的单色綫在連續能譜上也完全消失. 此部分的 γ 射綫強度和能譜分配实际上与原生 γ 射綫的成份无关,对鈾矿石和釷矿石来説都是一样的.

从此得出結論,除了极富的鈾矿石和釷矿石之外,对所有的岩石来說,与岩石成份有关的 γ 射綫強度的变化实际上完全是由于小于 0.25 兆电子伏量子能量的軟 γ 射綫本身強度的变化而产生的. 从而得出一个非常重要的結論:在用对軟 γ 射綫灵敏度小的計数管(ГС 型)或用带有由多原子序数材料制成的防止軟 γ 射綫的厚套管的計数管进行測量时,γ 射綫的強度与散射岩层的成份无关.

輻射仪的标定 为了进行定量 γ 射綫分析,輻射仪讀数取得統一的单位是非常重要的. 1947 年巴拉諾夫(В. И. Баранов),沙茨金(К. А. Шацкин)和沙什金(В. Л. Шашкин)提出了用点状鐳标准源标定輻射仪的方法,并采用了微倫/小时作为 γ 射綫強度的单位. 此后,这种标定方法也为美国的物探人員所采用[2].

輻射仪标定是在标准源离計数管不同距离时測量标准源的 γ 射綫的強度。用下列公式可求出該距离处的 γ 射綫強度.

$$I = 8.5\times10^9\frac{m}{r^2},$$

m—标准源中以克为单位的鐳的含量,r—从計数管到标准源的距离,以厘米为单位;所得的系数为鐳的 γ 常数,以 1 倫/小时克厘米^{2}来表示. 在从标准源到計数管距离固定时,也可进行标定,但是需要改变标准源的強度.

标定的条件是,进行标定的計数管只記录标准源的原生 γ 射綫. 有无散射 γ 射綫的影响可用在圓柱形鉛罩內屏蔽計数管和标准源的方法检查. 如果計数管只記录原生 γ 射綫,那么在屏蔽計数管和标准源时所測的減弱曲綫是相符合的. 当散射 γ 射綫有显著影响时,在屏蔽計数管时所測的減弱曲綫就会示出較軟的 γ 射綫.

由于計数管的阴极是由不同材料制成的,其能譜性质也各所不同,因此它們对鐳标准源 γ 射綫的灵敏程度也就各不相等. 于是,用厚 1 毫米的鉛套管和同样大小計数管,量 1 个微倫/小时的強度能得:ВС 計数管——4—9.9 脉冲/分鈡;МС——4—4.7 脉冲/分鈡,ГС——4—5.3 脉冲/分鈡.

标准源的 γ 射綫和天然产状中的放射性矿石的 γ 射綫在能譜成份上有所差別. 由于这种差別的存在,用不同类型的計数管,或用同一类型的計数管,但輻射仪的套管厚度不同去測量岩层的 γ 射綫強度,所得到的用微倫/小时表示的数值也不相同. 因此輻射仪的标定只是提供一个用統一单位——微倫/小时表示輻射仪讀数的方便方法,这个单位在此种情况下是假定的,而不是 γ 射綫強度的絕对单位.

根据用具有各种能譜灵敏度的計数管所測的 γ 射綫強度結果的比例关系可得出被測 γ 射綫能譜成份的定性特点. 对鐳标准源 γ 射綫的能譜成份来說,以微倫/小时表示的所有类型計数管的讀数都算作一样. 在測量含其他能譜成份的 γ 射綫时,以微倫/小时表示的 ВС 和 МС 或 МС 和 ГС 型計数管所測的強度比例愈大,这說明在所測射綫中的軟組份就愈多. 这个比例,有时把它假定为能譜比例,可作为放射性岩石 γ 射綫的特性.

无限大的和半无限大的鈾矿层的γ射綫 在层向和厚度为无限大的(半无限大矿层)鈾矿层表面，或在无限大矿层的内部(无限大矿层)所測的γ射綫強度与和蛻变产物成放射性平衡的鈾含量之間的比例关系，对放射性岩石γ射綫的定量輻射測量有着很大的意义. 这些比例和矿石成份、計数管阴极材料及輻射仪套管厚度的关系也有着重要的意义.

表中所列无限大和半无限大矿层系数的平均值是0.01%的平衡鈾含量的微倫/小时值，这是在模型中用实驗方法求得的，此模型是一个装滿具已知鈾含量的碎矿石的箱子. 在研究实驗材料时考虑了矿石丟掉的氡，而在有些实驗中利用了实际上不护散的矿石.

在用阴极由不同原子序数元素制成的各种計数管所測的相应系数中的明显差别是由于无限大鈾矿层γ射綫能譜中軟γ射綫(其能量約0.1—0.2兆电子伏)作用的結果. ΓC計数管实际上不記录这种能量的γ射綫，因此用它所得的系数值就較小. 在用带套管(鉄1毫米和鉛3毫米)的計数管測量时，軟γ射綫根本透不过套管，因此系数对所有这三种类型的計数管都是差不多大小的.

	系			数		
	鋁組成的套管,厚1毫米			鉄(1毫米)和鉛(3毫米)組成的套管		
	ΓC	MC	BC	ΓC	MC	BC
无限大岩层	89	144	234	70	74	77
半无限大岩层	43	56	79	36	39	37
反回散射射綫的系数	1.03	1.28	1.48	0.97	0.95	1.04

沃斯科波依尼科夫給不同平均原子序数的岩石和用銅或鉛阴极計数管測量γ射綫时算出了无限大矿层系数的理論数值. 他証明了，岩石的平均原子序数愈大，无限大矿层的系数就愈小.

表中的实驗資料与其計算完全相符. 事实上，含鈾达千分之几的花崗岩，在用銅阴极計数管測量γ射綫时，其无限大矿层系数的理論数值等于每0.01% U为140微倫/小时，在誤差范围內，与相应的实驗数值(鋁套管中的MC計数管)相吻合. 用鉛計数管測量时，算出的系数值每0.01% U为240微倫/小时. 能譜比例的相应理論数值等于1.73. 如果能譜比例的变化和阴极材料原子序数差成比例，那么用BC和MC計数管測量的能譜比例的理論数值則等于1.63，而所获得的实驗讀数为1.66. 实驗时所用岩石的平均原子序数与花崗岩的原子序数相近.

反散射γ射綫* 依据測量的几何条件，无限大岩层的系数应該比半无限大岩层的系数大一倍. 事实上，在用对軟γ射綫灵敏的計数管測量时，这些系数的比例都大于一倍. 这与反散射γ射綫的影响有关[7][8]，此反散射γ射綫为大于90°角的散射出的γ射綫(入射和散射射綫方向之間的角). 表中所列反散射射綫的系数是无限大岩层系数对半无限大岩层两倍系数的比. 当用輻射仪薄套管和在把BC計数管換成ΓC計数管时，反散射射綫的系数有显著減少，这說明这些射綫的能量不大. 在用加厚套管的計数管測量时，反散射射綫的系数在規定准确范围內等于1. 用另一句話講，厚套管实际上不能放过这些射綫；ΓC計数管几乎不記录反散射的γ射綫.

根据在岩层表面和鉆孔中所測的能譜比例的比較也証明反散射γ射綫的能量小. 因为，用厚为1公厘的鋁套管保护的BC和ΓC計数管測量的半无限大岩层系数的比例等于1.84，而

* 有时把它們称做进入的二次射綫.

无限大岩层的相应比例等于2.64(在鉛孔中測量).

*　　*　　*

放射性岩层γ射綫的实驗和理論給γ射綫的定量分析作出了有实际意义的結論:

1. 用对軟γ射綫灵敏的計数管和只加薄保护套管的計数管測量时，必須考慮到被記录的γ射綫強度与岩石原子序数、計数管阴极材料和輻射仪套管壁厚度等之間的关系.

2. 应根据硬γ射綫来作定量測量,为此,应利用对軟γ射綫灵敏度弱的計数管(如ГС型),或用厚約4克/平方公分的鉛套管屏蔽的任何类型的計数管. 在这种情况下,普通岩石(其原子序数旣不大,也不小)的γ射綫強度与岩石平均原子序数无关.

报导 II

本文闡述根据γ射綫进行放射性矿石的輻射取样方法和含矿鉆孔γ测井結果的定量解釋方法.

輻 射 取 样

鈾矿石和釷矿石的放射性提供了在天然产状中，不必要采取矿石的样品就可直接确定其中鈾和釷含量的可能性. 这种方法是以γ射綫強度的測量为基础,把它假称为輻射取样方法. 此种方法是在1947—1948年由巴兰諾夫(В. И. Баранов)、沙什金、格拉馬科夫(А. Г. Грамманов)、希里亚耶娃(М. Б. Ширяева)和布里塔耶夫(М. Д. Бритаев)研究出的，从此这种方法得到了极广泛的应用.

众所週知，在含放射性元素均匀的无限大岩层表面所測的γ射綫強度与放射性元素含量之間存在着下列的关系:

$$I = \frac{2\pi kq\cdot\rho}{\mu},$$

q表示单位重量中的放射性元素含量; $\frac{\mu}{\rho}$表示γ射綫的有效質量減弱系数，k——以克/克表示鐳含量的比例系数,为鐳的γ常数.

当質量減弱系数不变时,用这个公式可以得出放射性元素的含量与γ射綫強度成比例.

在輻射取样时,要从用計数管記录的总γ射綫中,必須分出从进行取样的坑道壁上放出的射綫. 这一任务可用格拉馬柯夫提出的加屏法来解决.

不加屏时用計数管記录的γ射綫強度等于

$$I_0 = I_1 + I_{ок} + I_{ф},$$

I_1表示从进行取样的坑道壁上射来的γ射綫，$I_{ок}$——从围岩射来的γ射綫，$I_{ф}$——輻射仪的天然本底.

如果在計数管和进行取样的岩石之間放一块鉛板——屏，那么从进行取样的岩石射来的γ射綫就部分地被吸收了,因此用仪器記录的总γ射綫用下列公式表示:

$$I_э = (1-\alpha)I_1 + I_{ок} + I_{ф},$$

这里α表示γ射綫被吸收在鉛屏中的系数. 加屏和不加屏的仪器讀数的差别

$$I_0 - I_э = \alpha I_1,$$

也就是与所屏蔽岩石的γ射綫強度成比例. 考慮到γ射綫強度与放射性元素的含量成比例关系时可以写成

$$q = B(I_0 - I_э),$$

这里B表示岩石中放射性元素含量和在不加屏与加屏所測的γ射綫強度差之間的比例系数

(簡称"屏系数"). 在数量上它等于岩石中放射性元素的同样含量,这时被該屏吸收的γ射綫强度等于微倫/小时.

带有起屏作用插衬物的所謂带縫屏管在实际工作中得到了极广泛的应用(图1). 这种类型的屏壁有不同的样式.

在矿层模型中确定屏壁系数最为簡便,該模型为大小1×1×1米的箱子,滿装着具已知平衡鈾含量的仔細攪和过的碎矿石. 矿石应該是不扩散的,或者在計算系数时要把丢掉的氡考虑进去. 屏管系数的确定是在矿石的表面上进行屏管縫张开时和关閉时的多次測量.

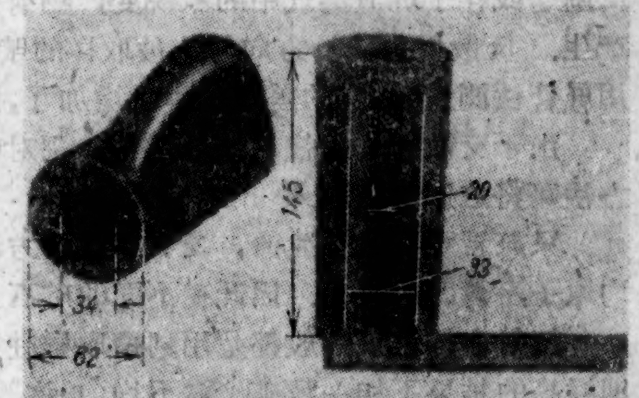


图1 放射性取样用的带插衬物的圓柱状带縫屏管.

从放射性岩石γ射綫能譜成份的分析中可以看出,屏管系数与輻射仪套管的厚度和計数管阴极材料有关. 表1中所列的是带縫屏管的系数,带縫屏管見图1.

表1 带縫屏管系数(表中单位为每微倫/小时 $n \cdot 10^{-4}$% U)

套　　管	BC	MC	ГC
鋁套管,厚1毫米	3.5	5.7	8.7
鉄-鉛套管,鉛3毫米,鉄1毫米	11.8	13.4	14.5

从表1中可以看出,不同类型計数管的屏管系数在用薄套管时有显著的差别,但在用厚套管时則极为相近.

当矿化分布均勻,且又知道屏管系数时,可以根据屏管縫张开和关閉測量过的γ射綫强度的差別确定該岩石中放射性元素的含量. 一般在鈾矿石取样时屏管的系数以每个微倫/小时差的鈾的百分数表示,相应地取样結果以鈾的百分数表示. 这只有在被取样的矿石中放射性平衡和沒有釷系元素的情况下才是正确的. 輻射取样不适用于鈾釷矿石,而且在平衡破坏的鈾矿石上它提供的不是鈾含量而是以平衡鈾表示的鐳含量. 完全不含鈾的釷矿石的輻射取样与鈾矿石的取样相同.

在矿化不均勻时,用加屏管方法的个別測量,不能正确地确定岩石中放射性元素的含量. 在这种情况下所得γ射綫强度的差首先与在进行測量的表面上的矿化分布有关. 根据屏管縫张开和閉合測量的γ射綫强度差計算的鈾含量可能大于也可能小于岩石中的平均含量,因为岩石的γ射綫对計数管有影响. 在根据許多測点的輻射取样結果取平均值时,矿化分布不均勻的影响就会改小,并且带开口縫和閉合縫屏管的輻射讀数的平均差就会象在矿化均勻的岩石上所測的一样.其含量等于被取样地段的平均品位.

通常輻射取样是沿和該矿床在刻槽取样时和刻槽方向相一致的綫进行. 沿綫布置測量点,点与点之間的距离与計数管阴极的長相等. 对記录被取样岩石的所有点的γ射綫来說,这就保証了記录被取样岩石各点γ射綫的条件一样. 在每一点上进行两次測量:屏管縫张开測一次,閉合測一次. 在整理結果时,在一个假定"样品"的范围內(此假定样品一般等于在該矿床上所采用的刻槽样品的长度)根据屏管縫张开和閉合的測量計算平均差. 然后根据平均差再乘屏管系数就可算出与該"样品"相符的鈾含量.

輻射取样应該用具有极准确讀数的各种类型的野外輻射仪进行．輻射仪灵敏度的稳定性在工作过程中可用射綫标准源来检查．

当在整个断面穿过矿体的山地坑道中进行取样或在空气中含有大量氡的坑道中取样时，从围岩或存于坑道空气中的氡蛻变产物射来的 γ 射綫，在被取样的岩石中引起反散射射綫的产生．反散射射綫的方向与从被取样的壁射来的 γ 射綫方向相同．由于这些射綫的影响，在用屏管法測量时，它的差数效率就增加了，因此所得的輻射取样結果就比眞正的要高．

由于反散射 γ 射綫的能量很小，用对軟 γ 射綫无灵敏性的計数管或用厚套屏壁計数管的方法可将这影响消除．

只記录主要是原生的，硬 γ 射綫的方法实际上也可以消除被記录的 γ 射綫強度和岩石平均原子序数間的关系．因此在不同的矿石上进行輻射取样时，可以利用同样的屏管系数．

輻射取样結果一般都是用刻槽取样进行检查．由于矿化不均匀，輻射和刻槽取样的个别样品的結果不相一致矿化愈不均匀，这些差別就愈多．可用足够数量（25—30）一米长的样品的輻射取样和刻槽取样样品的平均含量是否吻合的方法来証实輻射取样結果的正确程度．輻射和刻槽取样結果比較的例子見表 2 中．

表 2

样品編号	含 鈾 量 (%)		样品編号	含 鈾 量 (%)		样品編号	含 鈾 量 (%)	
	輻射取样	刻槽取样		輻射取样	刻槽取样		輻射取样	刻槽取样
1	0.37	0.53	14	0.64	0.85	27	0.12	0.13
2	0.51	0.48	15	0.04	0.04	28	0.51	0.58
3	0.84	0.71	16	0.99	1.41	29	0.99	0.80
4	0.83	1.05	17	0.27	0.82	30	0.51	0.55
5	0.36	0.38	18	0.49	0.13	31	0.40	0.50
6	0.56	0.55	19	0.52	0.49	32	0.84	0.68
7	0.50	0.42	20	0.57	1.12	33	0.28	0.21
8	0.58	0.42	21	0.24	0.59	34	0.42	0.20
9	0.39	0.40	22	0.18	0.03	35	0.11	0.18
10	0.79	0.40	23	0.66	0.54	36	0.10	0.03
11	0.69	0.60	24	0.22	0.21	37	0.37	0.28
12	0.31	0.18	25	0.10	0.11	Cp.	0.46	0.46
13	0.08	0.09	26	0.57	1.37			

γ 測井的定量解释

γ 測井，就是沿鉆孔軸測量 γ 射綫的強度，这种方法广泛应用于放射性矿石的普查和勘探中．γ 測井結果的定量解释使得能够确定鉆孔中放射性元素的綫狀儲量，也就是矿体厚度乘含量所得的积．在岩心采取率不好时，γ 測井是定量地說明用鉆孔揭露的矿体的唯一方法．

γ 測井的定量解释是以利用异常面积为基础(图 2)．1947 年卡讚斯基(А. П. Казанский)得出了一个把异常面积和矿体厚度及 γ 射綫強度联系起来的公式

$$S = h \cdot I_{\infty},$$

这里 S 表示以微倫/小时·公分表示的异常面积；h——以厘米表示的矿体厚度；I_{∞} 表示含量与矿体中含量相等的无限大岩层的 γ 射綫強度．此后，带有較普遍形式的这一公式又为布拉舍維奇[1] (Ю. П. Булашевич) 得出．如果鉆孔穿过矿体与厚度成角时，那么在公式中井筒厚度就代替了眞厚度．

无限大岩层 γ 射綫的強度用下列公式表示

$$I_{\infty}=\frac{4\pi k\cdot q\cdot \rho}{\mu},$$

这里 q 表示单位重量內的放射性元素含量，$\frac{\mu}{\rho}$ 表示 γ 射綫的有效質量減弱系数，k 表示比例系数。

从这个公式可以看出，I_{∞} 因之也就是异常面积与岩石密度（在固定的減弱質量系数时）和鉆孔的直径无关．但是在异常面积不变的情况下，γ 測井曲綫的形状与鉆孔直径有很大的关系．

由于无限大岩层 γ 射綫的強度与放射性元素含量成比例，异常面积的公式可用下列形式表示

$$S=\eta\cdot h\cdot q,$$

从这里可以得出，异常面积和鉆孔中放射性元素綫状儲量成比例 $(h\cdot q)$.

对放射性含量不同，但密度相同的一組岩层来說，根据 γ 場重迭的原則很容易証明异常面积与放射性元素的总儲量成比例，而和沿厚度含量分布的情况无关．

以微倫/小时乘厘米表示的异常面积虽然不决定于計数管阴极的长度，但 γ 測井曲綫形状的变化实質上却与計数管阴极的长度有关．

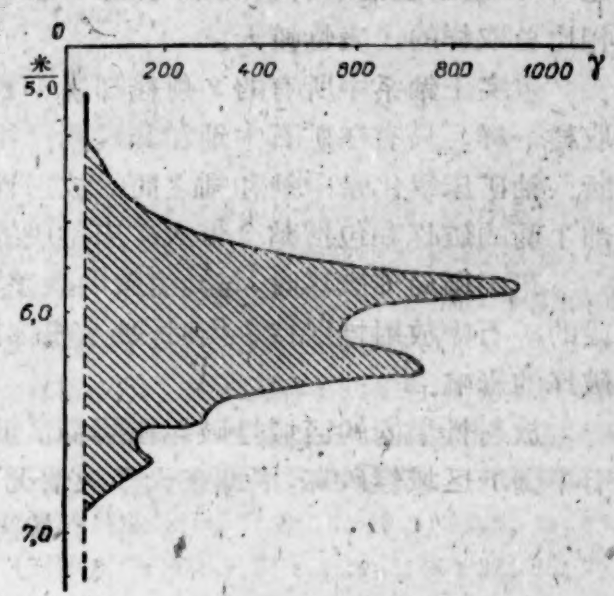


图 2　矿体地段 γ 測井曲綫图．
黑道表示異常面积．

由于异常面积不是取决于岩石密度、鉆孔直径和計数管阴极长度，因此在定量解释 γ 測井时，它是异常最适用的特性．

知道換算系数 η 就完全可以根据异常面积算作放射性元素的綫状儲量．在估計了矿石扩散的无限大岩层模型的实驗中可求出此換算系数．在有鈾矿化时，它以每单位百分鈾含量的，或較常用的是每 0.01% 鈾含量的微倫/小时表示．文章 2 的表 1 中所列的是用不同类型計数管和不同套管測出的这一系数的数值（无限大岩层系数）．

和輻射取样一样，在 γ 測井中最好只測硬 γ 射綫的強度，以便消除系数与岩石平均原子序数的关系．

在标准 γ 測井仪 (KPT, KPЛ) 中采用带厚 4—5 毫米鉄套管的 MC 型銅阴极計数管．对这种 γ 射綫接收仪来說，換算系数实际上与岩石的平均原子序数无关．根据在不同成份岩石中的測量，它等于每 0.01% 平衡鈾为 115—125 微倫/小时．这給在不同成份的岩石中利用同样系数提供了根据．只有含鈾量大約在 7% 以上的岩石，由于 γ 射綫能譜成份的改变，其換算系数就变小，能譜成份的变化是因为与普通岩石相比，这种岩石的平均原子序数高得很多．

知道无限大岩层的系数就能够直接根据 γ 測井曲綫面积确定鉆孔中鈾的綫状儲量（在鈾和其蛻变产物之間保有放射性平衡时）．

士巴克 (В. А. Шпак)、奥夫其尼伊科夫 (А. К. Овчинников) 等研究出了在矿化分布均匀的情况下和沿厚度含量逐漸改变的情况下根据 γ 測井曲綫确定矿体厚度的方法．但是用这种方法解释在矿化不均匀的情况下測量的 γ 測井时，只能大概地确定矿体厚度．

也可根据 γ 測井曲綫形状和放射性矿体影响带的大小，用評价矿体界綫的方法大致确定其厚度．

利用γ測井定量解释結果进行儲量計算时，确定厚度中的不大的誤差不起什么作用，因为厚度的縮小和增大对經常保持固定的沿鉆孔的綫状儲量沒有影响．这一特点在矿化不均匀的情况下不能准确确定矿体厚度时，对解释γ測井資料有着极重要的意义．

由于矿化不均匀，根据个别鉆孔、γ測量解释資料和岩心取样（在岩心能全部采取的情况下）确定的放射性元素綫状儲量可能不相吻合．只有平均根据許多鉆孔求出的綫状儲量才能使这些結果相吻合．这对γ測井解释結果和在被鉆孔穿过矿体处的矿体总取样結果的比較也是一样的．在后一种情况下可以只減少根据鉆孔进行平均結果的鉆孔数量，因为与岩心取样相比总取样的代表性較大．

事实上鈾系中所有的γ射綫都属于氡的蜕变产物．所以γ測井同根据γ射綫进行的輻射取样一样，只有在矿石中鈾和其蜕变产物之間保持放射性平衡时，才可得出鈾含量的正确推断．鈾矿床氧化带中鈾和鐳之間的放射性平衡的破坏是很常見的．因此必須把不同符号的局部平衡的破坏和包括整个带或矿床地段的单方面的区域性平衡破坏区别开．

在平衡局部破坏时，与其有关的誤差再一次說明在矿化分布上不均匀．如果在被取样地段的矿石中放射性保持平衡时，那么根据許多样品和鉆孔結果进行平均，就可以抵消平衡局部破坏的影响．

放射性平衡的区域性破坏在解释γ測井或輻射取样时会引起一系列的誤差．但是很少見有平衡的区域性破坏，因此在大多数情况下γ測井和輻射取样都能提供可靠的結果．

韓淑眞譯自 Атомная энергия Том II (1957)

Вып. 1, 48—53; Вып. 2, 157—162.

朱志祥校

参 考 文 献

[1] В. Н. Дахнов: Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. Гостоптехиздат, 1955.
[2] H. Faul (edit): Nuclear Geology, New York, 1955.
[3] U. Fano: *Nucleonics* **11**, № 8, 9 (1953).
[4] G. Peebles: J. Appl. *Phys* **24**, № 10 (1953).
[5] L. W. Spenser, U. Fano, *J. Res. Nat. Bur of St.* **46**, 446 (1951).
[6] В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев: Ионизационные методы исследования излучений. Гостехиздат, 1949.
[7] Г. В. Горшков: Труды ГРИ, т. III, 1937.
[8] K. W. F. Kohlrausch: Radioaktivität, Leipzig, 1928.
[9] Ю. П. Булашевич: Известия АН СССР (серия геофизическая), № 3 (1955).
[10] В. Л. Шашкин: *Атомная энергия* **2**, 48 (1957).

給編輯部的信

水中的Co^{60}源的散射γ輻射剂量的角分布

庫哈切維奇 (В. И. Кухтевич)
采　　賓 (С. Г. Цыпин)
舍梅歆戈 (Б. П. Шеметенко)

本文中，分别对下面两种情况进行了关于Co^{60}点源($E_0'=1.17$兆电子伏，$E_0''=1.33$兆电子伏)有屏蔽圓錐体时产生的散射γ輻射穿透的研究：a)圓錐体靠近放射源的情况，б)圓錐体靠近探測器的情况.

放射源S，探测器D和屏蔽圓錐体的位置示在图1中．測量是在大小为2×2.2×1.6立方米的水箱中(实际上相当于无限大几何条件)进行的．用閃爍γ剂量仪电流的工况，作为探測器．晶体蒽作为空气当量的閃爍体[1]，其高0.6厘米直径分别为1.2厘米(情况"a")和0.7厘米(情况"б")．光电倍加管的光阴极和晶体之間用有机玻璃做的高15厘米，直径1.2厘米的光导体隔开．剂量計所容許的剂量率測量范围为0.4×10^{-2}—40倫/小时(晶体直径为1.2厘米时)及2.33×10^{-2}—233倫/小时(当晶体直径为0.7厘米时)．为了避免記录由于γ射綫打在光电倍加管外壳上出来的电子而使用了鉛套屏蔽.

放射源Co^{60}是直径为0.5厘米的球形金属鈷制成．为了保証能超过必要的强度范围，采用了两个这样的源，其强度为0.197±0.02和1.370±0.014居里.

屏蔽的圓錐体用天然鈾制造的，它高4厘米．

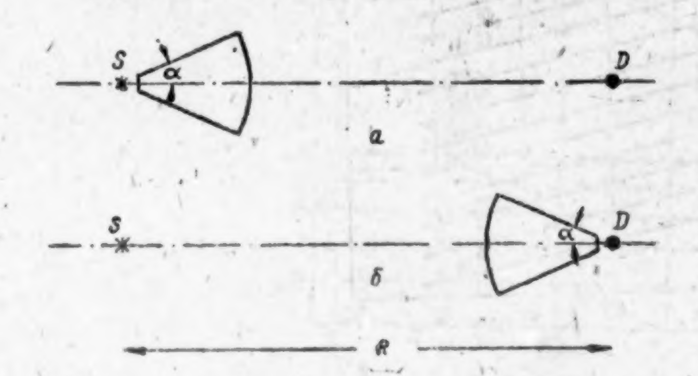


图1　放射源S，探測器D和屏蔽圓錐体位置的簡图．
a——屏蔽圓錐体靠近放射源；σ——屏蔽圓錐体靠近探測器；R——放射源至探測器的距离；d——圓錐体的半頂角.

因为放射源和探测器都不是点状的，而用来制造屏蔽圓錐体的鈾是絕对可靠地吸收γ射綫的物质．因此有效半頂角α并不等于角度的几何值．圓錐体的有效角度按下面的方法用实驗决定．

在情况"a"中，圓錐体靠近放射源，并且放射源是圓錐体的圓心，探測器放在对称軸綫上．在情况"б"中，放射源和探測器的地位对調．用这样的方法确定的角度为：3；5；7；10；18.5；28.5；45；65；80°(对情况"a")和9.5；12；19.5；27；37；55；71°(对情况"б").

情况"a"和"б"中剂量率对角度α的关系分别表示在图2和图3中．$\alpha=0$时的剂量率(仅仅是散射輻射引起的)是按下面公式計算得到的：

$$Д_{散射}=[B(E_0,\mu R)-1]Д_{非散射}$$

此处$Д_{非散射}$相当于沒有散射γ射綫时的剂量率，$B(E_0,\mu R)$是积累因子．对Co^{60}两个能量的源計算的$B(E_0,\mu R)$的数值与文献[2]—[4]的結果相符合．測量誤差不大于5%.

在图4和图5中分别对情况"a"和"б"表出了有圓錐体时測量的剂量率$Д^{к}_{散射}$和沒有圓錐体时測量的剂量率$Д^{б.к}_{散射+非散射}$的百分比值P对角度α的依賴关系．在这些曲綫中$\alpha=0$时的P从关系式$1-\frac{1}{B(E_0,\mu R)}$計算得出，此式是$\frac{Д^{к}_{散射}}{Д^{б.к}_{非散射+散射}}$当$\alpha\to0$的极限情形．沒有圓錐体时測量的剂量率$Д^{б.к}_{散射+非散射}$对放射源至探測器之間的距离$R$的依賴关系利用实驗得到，并且显示出和文献[3]—[5]所得出的結果很好一致.

从已得到的結果(图2—5)应該得出：剂量率和$P(\%)$对角度α的依賴关系在情况"a"中下降得比較快，并且这个差随着R的增加有强烈的表現．这一点可以这样来解释：在情况"a"中，运动方向的主要改变和γ射綫能量的減少是发生在放射源的直接

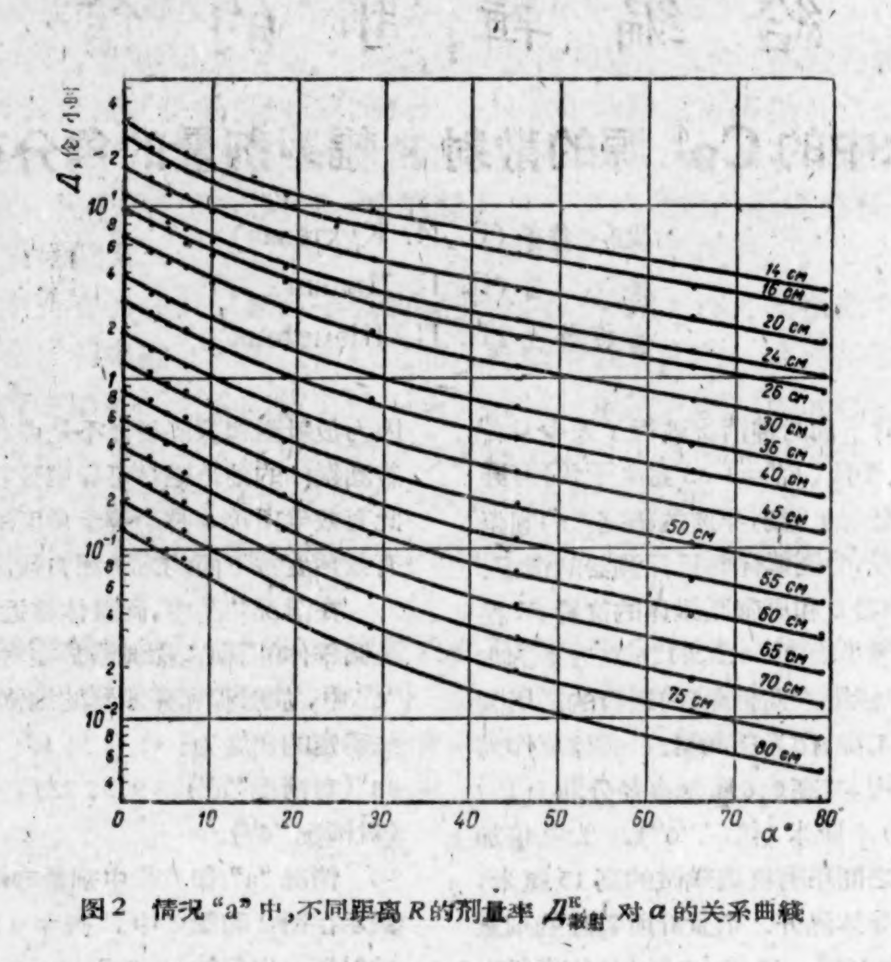


图 2 情况"a"中，不同距离 R 的剂量率 $Д^{к}_{散射}$ 对 α 的关系曲綫

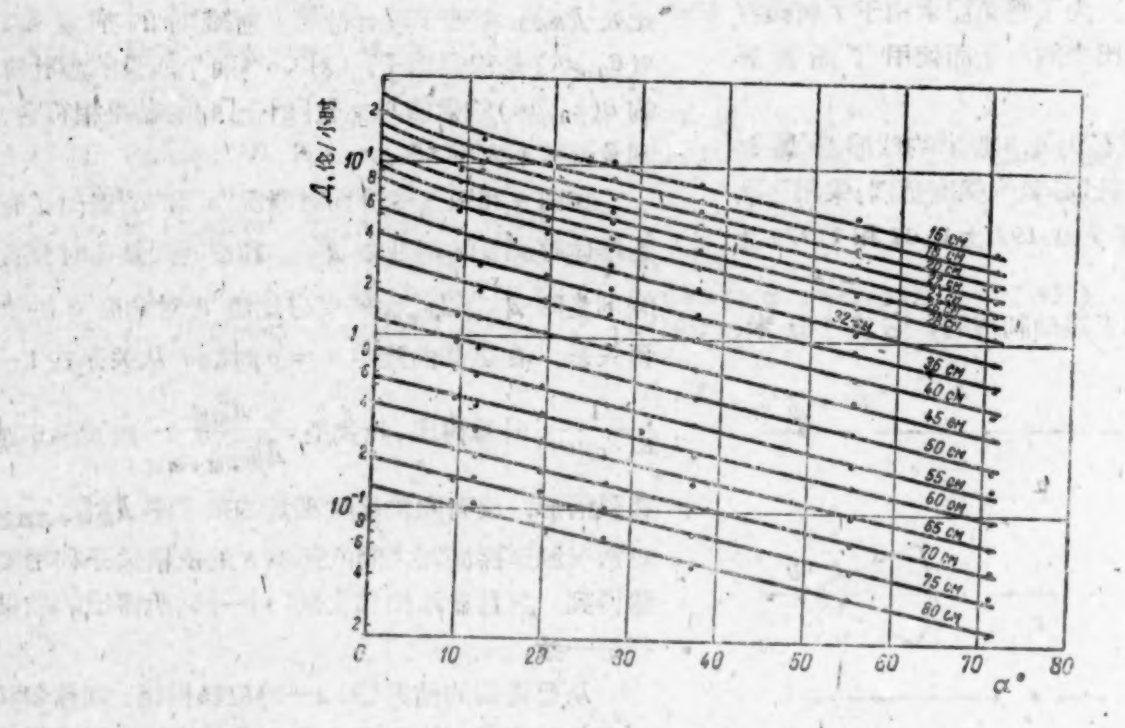


图 3 情况"б"中，不同距离 R 的剂量率 $Д^{к}_{散射}$ 对角度 α 的关系曲綫。

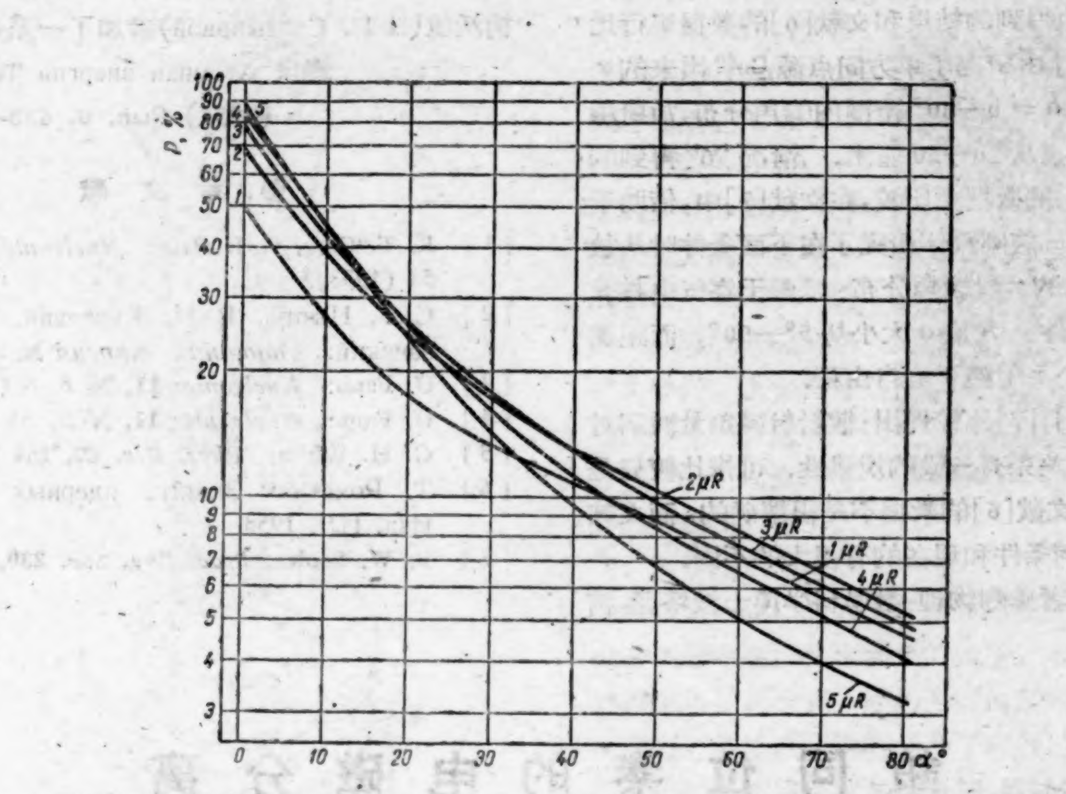


图4　有圓錐体时测量的剂量和没有圓錐体时测量的剂量的百分比值 P 对角度 α 的关系曲綫(情况"a")。

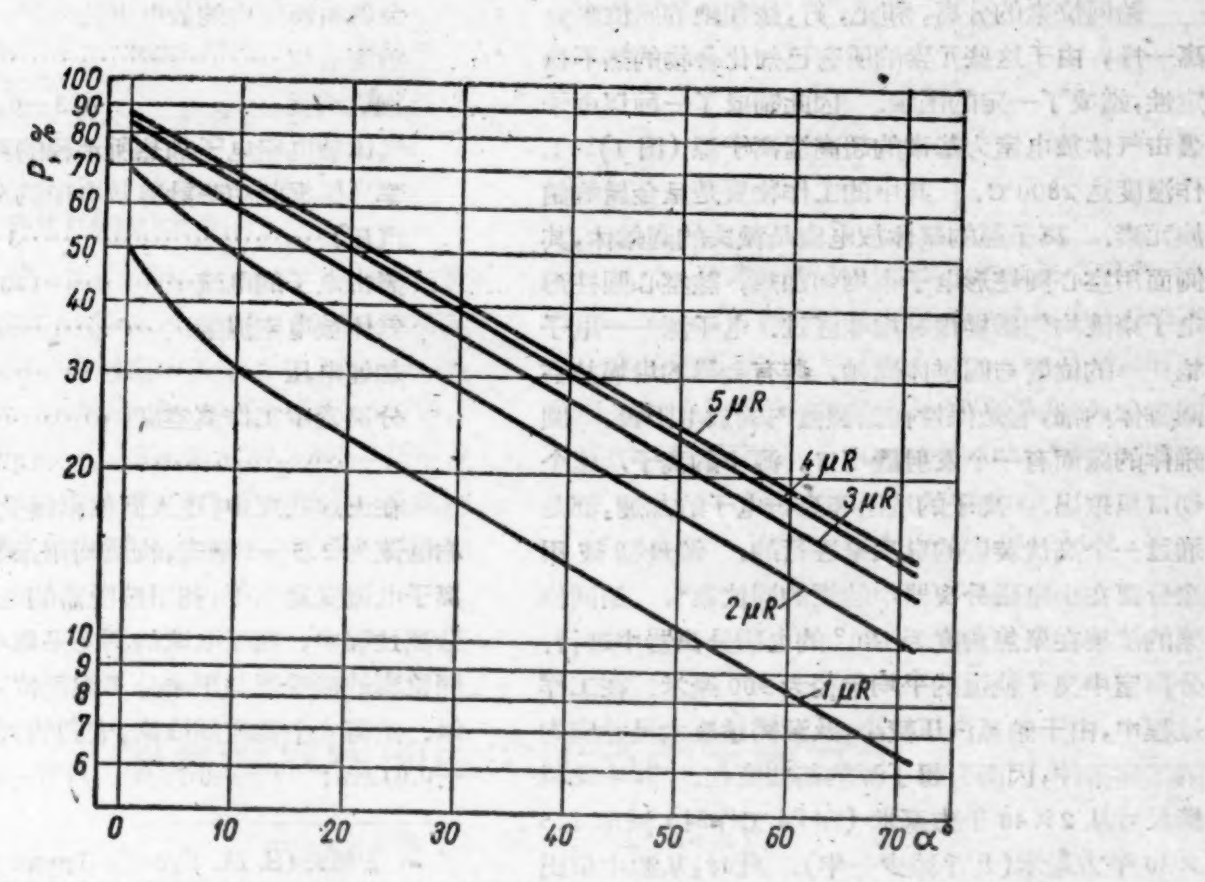


图5　情况"б"中，有圓錐体时测量的剂量和没有圓錐体时测量的剂量的比值 P 对角度 α 的关系曲綫。

隣近区域井且低能量的γ射綫发生于和情况"б"比較起来大得多的距离上.

情况"a"中得到的結果和文献[6]的数据进行比較，在文献[6]中研究了单方向点源 Co^{60} 出来的γ射綫在水中当 $\alpha = 0—60°$ 范围內的角分布，放射源至探测器的距离从 20—50 厘米. 情况"б"得到的結果和文献[7]的数据相比較，在文献[7]中，借助于靠近探测器的屏蔽圓錐体研究了在下面条件时从放射源 Co^{60} 出来的γ射綫角分布：源置于空气中并有半无限几何条件. 角度α大小从 5°—90°，而距离从 0.7—2.5 个γ射綫平均自由程.

和文献[6]，[7]比較得出：散射射綫剂量減弱对角度α的依賴关系有一般的規律性. 可惜比較只是定性的，因为文献[6]的数据不是很精确的，而文献[7]的实驗几何条件和现在的有很大的不同.

最后，作者感謝物理-数学科学博士波塔連柯(И. И Бодаренко)，尼可拉依喜維利(Ш. С. Николайшвили)对测量方法和結果的討論，以及薩尔狄柯沃依(В. П. Салтыковой)参加了一系列的测量.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 638—641.

参 考 文 献

[1] R. T. Carr, G. J. Hine: *Nucleonics* **11**, № 11, 53 (1953).

[2] С. Г. Цыпин, В. И. Кухтевич, Ю. А. Казанский: *Атомная энергия* № 2, 71 (1956).

[3] U. Fano: *Nucleonics* **11**, № 8, 8 (1953).

[4] U. Fano: *Nucleonics* **11**, № 9, 55 (1953).

[5] G. H. White: *Phys. Rev.* **80**, 154 (1950).

[6] Т. Роквелл: Защита ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1958.

[7] B. W. Soole: *Proc. Roy. Soc.* **230**, 343 (1955).

鉑同位素的电磁分离

古謝夫 (В. М. Гусев)

鉑同位素的分离，和鈀，釕，鋨和銥的同位素分离一样，由于这些元素的所有已知化合物的热不稳定性，造成了一定的困难. 因此制成了一种以电子轟击气体放电室为基础的超高溫离子源(图 1)，工作溫度达 2800°C. 其中的工作物质是呈金属的鉑族元素. 离子源的气体放电室是截头的圓錐体，其側面用空心圓柱形电子束均匀加热，該空心圓柱形电子束被均匀磁場很好地准直过. 电子源——电子枪——的位置与圓錐体同軸. 裝有金属的坩堝放在圓錐体內部，它是保持在鉑蒸汽內的放电阳极. 圓錐体的側面有一个发射縫切口，源中的离子从这个切口里取出. 离子的取出和轟击电子的加速，都是通过一个高伏裝置的电压来进行的. 源最初被用来分离在小电磁分离器中的鈀的同位素*. 鉑同位素的浓集在聚焦角度为 180° 的电磁分离器中进行. 分离室中离子軌道的平均半径为 900 毫米. 在工作过程中，由于鉑蒸汽压較小，及源需适应大尺寸室內的工作条件，因而引起了源的某些变化. 其中发射縫尺寸从 2×40 平方毫米(在 Pd 工作时)減至 1.5×30 平方毫米(几乎減少一半). 此时，从源中取出的鉑离子的总平均电流从 10—12 減至 5—6 毫安，但物质的利用系数增加了四倍. 在分离鉑同位素时，源的工作状况具有下列数据：

金属鉑蒸汽中的放电电流…………0.5 安
放电电压…………………………250 伏
物质消耗……………0.3—0.4 克/小时
气体放电室电子加热所消耗的功率(根据此功率計算放电中的蒸汽压)………………………3—3.5 仟瓦
轟击电子的电流…………130—140毫安
气体放电室溫度……………… ~2250°C
加速电压…………………………25仟伏
分离室中工作眞空度………………… ………………$1—2\times10^{-5}$毫米汞柱

在上述状况中，进入同位素接受器"袋子"的平均电流为 2.5—3 毫安，物质利用系数約 5%. 束的离子电流变动水平，利用接受器的电流示波来检查. 分离过程中，离子电流的調变系数不超过 1—2%. 同位素的接受器与用来分离鈀同位素的接受器相似. 鉑有 6 个稳定同位素，它們的天然分布为：Pt^{190}—0.012%；Pt^{192}—0.78%；Pt^{194}—32.8%；Pt^{195}—

* 古謝夫 (В. М. Гусев): Труды Всесоюзной научно-технической конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке. Изд. АН СССР, М., 1958, стр. 68.

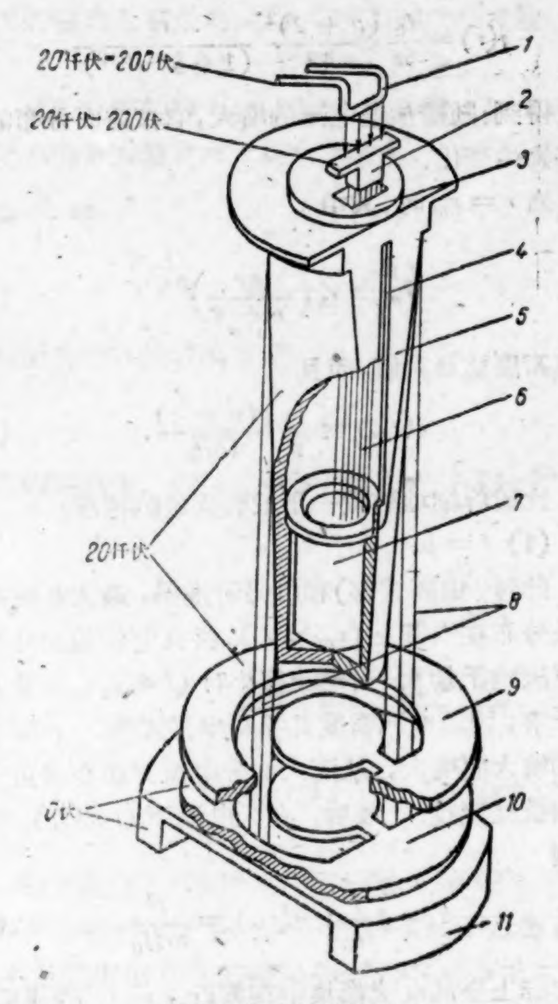


图 1 离子源原理图：

1——阴极灯絲；*2*——旁热式阴极；*3*——圓錐体的盖；*4*——拉出离子的缝；*5*——气体放电室(外面——截头圓錐体，内部——圓柱形空腔)；*6*——分离元素蒸汽中的放电柱体；*7*——装有金属的坩堝；*8*——能量为 25 仟电子伏的轰击电子束；*9*,*10*——隔板；*11*——板状石墨电子放射体.

83.7%；Pt^{196}—25.4%；Pt^{198}—7.23%. 由于邻接同位素束之間距离不大(~4.5 毫米)，所以分离分两个週期进行. 第一个週期中采用了下列同位素：Pt^{190}, Pt^{192}, Pt^{194}, Pt^{196}, Pt^{198}，第二个週期中采用了 Pt^{190}, Pt^{192}, Pt^{195}, Pt^{198}. 同位素 Pt^{195}(在第一种情况下)，Pt^{194}, Pt^{196} (第二种情况下)在接受器石墨隔板的連接板上散射. 束位置的正确度由测量接受器袋的电流比率来决定. 束的聚焦程度按束电流的調变系数和鉑同位素光譜波形图来检查(图 2).



图 2 鉑同位素光譜的波形图.

分离过程結束后，接受器袋的銅盖板用稀硝酸来处理，通过溶液的过滤，不溶的鉑被分离开来. 鉑同位素的捕集与提取系数为 72.7%. 鉑的浓集同位素的质譜测量分析，用金属样品在 MC-3 质譜仪中进行. 浓集同位素样品的分析結果列于表内. 为了进行比較，表的最后一欄中列入了表示美国橡树岭实驗室内电磁分离器中鉑同位素浓集的数据. 可以認为，所得的結果可能再改善，因为鉑同位素的分离能在进一步研究超高温离子源的条件下进行. 上述的源也可用来分离釘的同位素及制备鈹，鋨同位素的靶，其样品曾在 1958 年日内瓦展覽会上展出过.

同 位 素	浓集样品中的含量 %	美国橡树岭实驗室内浓集样品中的含量 %
Pt^{192}	16.2	13.9
Pt^{194}	72.3	65.1
Pt^{195}	62.2	60.1
Pt^{196}	41.7	65.9
Pt^{198}	67.1	61.0

最后，作者向帮助进行工作的卓洛塔列夫 (B. C. Золотарев) 領导从接受器袋中进行化学分离鉑同位素的阿历克山也夫 (Б. А. Алексеев) 曾研究鉑样品质譜测量分析法的苏茨达列夫(B.A. Суздалев)及阿尔札尼基査(К. Г. Орджоникидзе)表示感謝.

譯自 Атомная Энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 641—642.

强直線放电中电流密度的平衡分布

寇夫里日內赫 (Л. М. Коврижных)

本文中得到了直綫放电中当沿着筒軸方向有附加电流流过时电子和离子密度的平衡分布.

設在筒內流过放电电流 J，筒是由二个半径各为 r_1 和 r_2($r_1 < r_2$) 的同軸圓柱构成的；而沿着筒軸分布着附加电流 I. 分别以 $\rho_e(r)$ 和 $\rho_i(r)$ 表示电子和离子的密度，T_e 和 T_i 表示它們的温度，而以 β_e 和

β_i* 表示其縱向飄移速度对光速的比值．此时，如果假定压强张量是各向同性的，且离子为单电荷，则确定稳定分布的方程式具有下列形式**：

$$\left.\begin{aligned}&\rho_e[E_r-\beta_e H_\varphi]+\frac{k}{e}\frac{\partial}{\partial r}(\rho_e T_e)=0;\\&\rho_i[E_r-\beta_i H_\varphi]-\frac{k}{e}\frac{\partial}{\partial r}(\rho_i T_i)=0;\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rE_r=4\pi e(\rho_i-\rho_e);\\&\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rH_\varphi=4\pi e(\rho_i\beta_i-\rho_e\beta_e);\end{aligned}\right\}\qquad(2)$$

其中 k ——波茲曼常数，而 e ——电子电荷的絕对値．

将認为飄移速度 β_e,β_i 和温度 T_e,T_i 与半径无关，这在密度不很大时看来是完全合理的．此时可以証明：如果能够在軸上形成电荷，它等于

$$q=\frac{I}{c}\frac{T_i\beta_e+T_e\beta_i}{T_e+T_i},\qquad(3)$$

則方程式(1)，(2)的非零解为：

$$\left.\begin{aligned}&\rho_e(r)=\bar{\rho}_e\frac{r^p}{(1+\xi^{-1}r^{p+2})^2};\\&\rho_i(r)=\bar{\rho}_i\frac{r^p}{(1+\xi^{-1}r^{p+2})^2},\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

其中

$$\left.\begin{aligned}&\bar{\rho}_e=\frac{k}{2\pi e^2}\frac{(p+2)^2}{\xi}\frac{T_e(1-\beta_i^2)+T_i(1-\beta_e\beta_i)}{(\beta_e-\beta_i)^2};\\&\bar{\rho}_i=\frac{k}{2\pi e^2}\frac{(p+2)^2}{\xi}\frac{T_e(1-\beta_e\beta_i^2)+T_i(1-\beta_e^2)}{(\beta_e-\beta_i)^2};\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

$$p=\frac{4}{x-1}\left[1-\frac{J}{I_0}(1+x)\right];\qquad(6)$$

$$\left.\begin{aligned}&x=\frac{1}{2}\left[(z-1)(\gamma-1)+\sqrt{(z-1)^2(\gamma-1)^2+4z}\right];\\&\xi=xr_1^{p+2};\quad z=\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{p+2};\quad\gamma=\frac{I_0-2I}{J}\\&I_0=\frac{2kc}{e}\frac{T_e+T_i}{\beta_i-\beta_e}\end{aligned}\right.\qquad(7)$$

这样，引入軸向附加电流 I 导致：只有当軸上存在电荷 q 时，才可能有定态；q 只有在 $I=0$ 或 $\beta_i/\beta_e=-T_i/T_e$ 时才等于零．由表式(4)或(5)得出：整个气体柱是带电的，而且包含在单位长度中的电荷等于

$$Q=\frac{J}{c}\frac{T_e\beta_i+T_i\beta_e}{T_e+T_i}=q\frac{J}{I}.\qquad(8)$$

顧及关系式(4)，(5)，我們得到关于电流密度的表式

$$j(r)=\frac{I_0}{\pi}\frac{(p+2)^2}{4\xi}\frac{r^p}{(1+\xi^{-1}r^{p+2})^2}.\qquad(9)$$

由此得到：随着放电电流的增大，它按截面分布的性質将发生变化．

当 $r=r_m$ 时，其中

$$r_m=r_1\left(\frac{px}{p+4}\right)^{\frac{1}{p+2}}\qquad(10)$$

电流密度达最大値，而且

$$j(r_m)=\frac{I_0}{\pi}\frac{p(p+4)}{16r_m^2}.\qquad(11)$$

比較詳細地討論一下最有兴趣的情况：

(1) $I=0$.

此时，由表式(6)和(10)所推得，最大电流密度总是分布在內壁上 ($r_m=r_1$)，并且它按截面分布的性質决定于量 p．当电流很小时 ($J\ll I_0$)，参量 p 接近于零，因而电流密度几乎与半径无关．p 随着电流的增大而增大，从而大部分电流开始在接近于筒的內壁处流过．最后，在大电流下 ($J\gg I_0$)，我們得到

$$q=4\frac{I}{I_0};\quad j(r_m)=\frac{J^2}{\pi r_1^2 I_0},\qquad(12)$$

即实际上全部电流都集中在靠近 $r=r_1$ 的薄层中．如果認为 $r_1=0$，則就是在 $J\sim I_0$ 时，分布也已經具有 δ-型的性質．在特殊情况下 $r_1=0,\beta_i=0,T_i=0$；这个結果曾被托聶曼和柯康得到***．

(2) $I=$ 常数 <0 (I 和 J 方向相反)．

当电流很小 ($J\ll I_0$) 时，参量 p 具有最小値，等于 $-4\frac{I}{I_0}$，因而电流密度随半径的增大而单調增大．p 随电流的增大而增大，从而电流密度对半径的关系将变得愈来愈尖銳．从电流値 $J=-I$ 开始，最大密度离开筒的外壁，向內壁移动．当 $J\gg I_0-2I$ 时，电流分布的特性变为和 $I=0$ 时的情况相似．

最后我們来研究这样一个情况：中心导体是"反向导电"的，并且有一部分放电电流流过它：

$$I=-kJ.$$

在这种情况下，最大电流恒处在筒的內部，当 k 由 0 变到 1 时，它从內壁 ($r_m=r_1$) 移到外壁 ($r_m=r_2$)．当电流很小 ($J\ll I_0$) 时，p 接近于零，电流按

* 注意：在所有导得的关于 β_e 和 β_i 的公式中，都把它們了解为代数値，即如果認为 $J>0$，則 $\beta_i>0$，而 $\beta_e<0$．

** 电极附近发生的过程不考慮．

*** P. Thonemann, W. Cowhig: *Proc. Phy. Soc.* B64, 345 (1951)

截面的分布几乎是均匀的，只有微弱的最大值，它在

$$r = [r_1^2 + k(r_2^2 - r_1^2)]^{1/2}$$

处．随着电流的增大，r_m 要减小，参量 p 要增大，因而分布的最大值将成为愈来愈显著．末了，当电流 $I \gg \frac{I_0}{2k}$ 时

$$\gamma \approx 2k, \ p \approx \frac{4k(x+1)}{x-1}\frac{I}{I_0},$$

所以所有的电流将集中在

$$r_m = r_1 x^{\frac{1}{p+2}}$$

附近的薄层中．这样，例如，当 $k = \frac{1}{2}$ 时，我們得到：

$$\text{如果 } I \ll I_0; \quad r_m = \left[\frac{r_1^2 + r_2^2}{2}\right]^{1/2}$$

$$\text{如果 } I \gg \frac{I_0}{2k}, \quad r_m = \sqrt{r_1 r_2}.$$

这样，如果在内部导体上通过反向电流（它为放电电流的 k 倍），則在放电电流值充分大时，放电将定域在筒的内部（在 $r = r_m$ 附近，r_m 与 k 的数值有关），这意味着放电对器壁的隔离，并形成一个空心的薄柱体．

順譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 648—649.

瞬时裂变中子譜的分类法

卡伐迦夫 (В. П. Ковалев) 斯坦文斯基 (В. С. Ставинский)

在文献[1]—[3]中报道，实验发现 U^{233}, Pu^{239}, 及 Cf^{252} 的裂变中子譜比 U^{235} 的裂变中子譜要硬一些，并且硬度由 U^{233} 的譜到 Cf^{252} 的譜逐渐增加．

本文企图在蒸发模型的基础上归納有关裂变中子譜的实驗結果．

根据文献[4]，激发态核放出中子的几率 $W(\varepsilon)d\varepsilon$（在核坐标系內，能量为 ε 到 $\varepsilon + d\varepsilon$ 之間）可由下式表示：

$$W(\varepsilon)d\varepsilon = \text{常数}\,\sigma(E_B, \varepsilon)\varepsilon \times \times \exp\left[-\frac{\varepsilon}{\tau(E_B - E_{CB})} - \frac{\varepsilon^2 a}{\tau(E_B - E_{CB})}\right]d\varepsilon. \quad (1)$$

此处 $\sigma(E_B, \varepsilon)$——組成复合核逆过程的截面，E_B——复合核的激发能，E_{CB}——中子結合能，$\tau(E_B - E_{CB})$——剩余核的溫度，它由下列方程式决定：

$$E = a\tau^2. \quad (2)$$

方程式（2）中的常数 a 由粒子数和粒子間的相互作用决定．对于退化的費米核子气体 $a \approx 0.07A$，此处 A 为粒子数[5]．考虑核子間的相互作用可以使 a 值減少 15—20%[6]．現有的实驗結果和这些估計并不矛盾[7]．我們采用值 $a = 0.06A$，这值和 U^{235} 裂变中子譜的測量結果符合得很好．

公式（1）和通常所用公式的不同是在于多了 $\varepsilon^2\alpha/\tau$ 这一項，此处

$$\alpha = \frac{1}{4(E_B - E_{CB})}.$$

計算这一項的必要性在于，在实驗中发現在能譜的硬部分有差異而硬部分这一項的貢献占 10—20%．忽略这一項将导致 τ 公式中常数 a 增加 15—20%，这就使 a 值和实驗結果的符合恶化．

考虑到碎片的运动，由单个碎片出来的裂变中子譜 $N(E)$ 在实驗室坐标系統內有下列形式[8]：

$$N(E) = \text{常数}\int_{E(1-\sqrt{\omega/E})^2}^{E(1+\sqrt{\omega/E})^2} W(\varepsilon)\varepsilon^{-1/2}d\varepsilon, \quad (3)$$

此处 ω——每一核子碎片的平均动能．

由于裂变中子譜的主要部分是在 $\varepsilon < 3$ 兆电子伏的能量区域，按我們以前的工作[9]取：

$$\sigma(E_B, \varepsilon) \sim 1/\sqrt{\varepsilon}.$$

取这样的近似，根据公式（3）可得

$$N(E) = \text{常数}\cdot\exp\left[-\frac{E}{\tau} - \frac{\alpha E(E+6\omega)}{\tau}\right] \times \times \operatorname{sh}\left[\frac{2\sqrt{\omega E}}{\tau}(1 + 2\alpha E + 2\omega\alpha)\right]. \quad (4)$$

公式（4）是以裂变中子譜的計算为基础的．在 $\alpha = 0$ 时这公式簡化为大家知道的由古列維奇（Гуревич）和莫欽（Мухин）[10]及瓦特（Watt）[11]所得到的公式．

确定从单个碎片飞出的裂变中子能譜形状的最重要的参数是碎片的激发能，其数值主要决定于碎片分裂过程的詳細情节．实驗上还不知道这个数值的最可几值，也不知道他的分布規律．李奇曼（Leachman）[12] 曾尝試进行一对碎片总激发能分布的計

算．但是根据已知的分佈計算所得的值 $\nu_л/\nu_т$ 及 E_γ 和实驗不符合[8],[12]（此处 $\nu_л/\nu_т$——自輕碎片組和重碎片組飞出的平均中子数的比值，E_γ——由 γ 光子从裂变碎片带走的平均能量）．

因此在本文中裂变中子能譜的分析探討是将根据下列几个簡化了的假定：

1．研究的是二个碎片的最可几裂变型式．

2．在碎片的坐标系統內認为中子的角分布是各向同性的．

3．和每个碎片激发能分布相对应的选定某个由实驗观察所得的值 $\nu_л/\nu_т$, $\bar{\nu}=\nu_л+\nu_т$ 而定的有效激发能量．这里研究 $1\leqslant\nu_{л,т}<2$ 的情况，它相当于大多数元素在自发裂变时及热中子作用下裂变时[13],[14]的情况．

在文献[8]，[15]中所測得对 U^{235} 及 U^{233} 的比值 $\nu_л/\nu_т$ 相应地等于 1.3 ± 0.08 及 1.24．在对其他元素計算 $\nu_л/\nu_т$ 时假定，$\nu_л/\nu_т$ 是碎片最可几质量比值的綫性函数．然而，可以看出，$\nu_л/\nu_т$ 关系的选择对計算結果的影响并不显著．在假定对所有的元素 $\nu_л/\nu_т=1.3$ 所得到的結果都很近似．

每个碎片的有效能量由方程式

$$\nu_{л,т}=2-P_{1л,т},$$

可得，此处 $P_{1л,т}$——輕碎片或重碎片只放出一个中子的几率．显然

$$P_{1л,т}=\frac{\int_{E_{вл,т}-E_{св1л,т}-E_{св2л,т}}^{E_{вл,т}-E_{св1л,т}}\omega(\varepsilon)d\varepsilon}{\int_0^{E_{вл,т}-E_{св1л,т}}\omega(\varepsilon)d\varepsilon}\qquad(5)$$

此处 $E_{св1л,т}$, $E_{св2л,т}$——碎片內“第一”及“第二”中子的結合能．

計算时假定：

$$E_{св2л,т}=E_{св1л,т}+0.15\ \text{兆电子伏}.$$

計算所用的值 $E_{вл,т}$, $\nu_л/\nu_т$ 及其他計算裂变中子譜所必需的参数引自文献[13]，[14]，[16]，并都列在表內．

自两碎片飞出的总裂变中子譜具有較复杂的結构，因为按我們所說的每一碎片可以或是放出几率为 $P_{1л,т}$ 的一个中子，或者是放出几率为 $1-P_{1л,т}$ 的二个中子．可以証明，由于碎片的运动，能譜的精确公式和每个碎片先后放出二个中子的能譜公式相近似的．为了簡化能譜的計算設想二个中子是近似于先后放出的．

自每个碎片放出“第一”中子的能譜按公式(4)計算，“第二”中子的能譜——按公式

$$N'_{л,т}(E)=\text{常数}\int_{E(1-\sqrt{\omega/E})^2}^{E(1+\sqrt{\omega/E})^2}\varepsilon_2^{-1/2}d\varepsilon_2\times$$
$$\times\int_0^{E_{вл,т}-E_{св1л,т}-E_{св2л,т}-\varepsilon_2}\varepsilon_1^{1/2}(E_{вл,т}-$$
$$-E_{св1л,т}-E_{св2л,т}-\varepsilon_1)e^{-\frac{\varepsilon_1}{\tau_{л,т}}}d\varepsilon_1.\qquad(6)$$

“第二”中子能譜具有相似的形状是由于碎片在放出第一个中子以后，它的激发能量較第二中子的結合能高得不多，因此碎片在放出第二中子后的能級密度随能量的关系变化很小；而截面 $\sigma(E_в-E_{св_1}-E_{св_2},\varepsilon_2)$ 可以認为是常数．

U^{235} 的計算結果和实驗数据[17],[18],[20] 在图1給出．虛綫是相应于

$$N(E)=\text{常数}\cdot E^{1/2}\exp\left(-\frac{E}{B}\right),\qquad(7)$$

的近似公式，此处 $B=1.29$．由图可見計算和实驗的符合很好．

用能閾探測器比較 U^{235}, U^{233}, Pu^{239} 的裂变中子能譜[2],[3]，导出 U^{233} 及 Pu^{239} 硬度参数的值 B，分別等于 1.33 及 1.34．在能譜的硬度主要决定于“第一”中子的假定下，計算得出这二个值是 1.346 及 1.345，在誤差范围內是和实驗相符的．

对其他裂变元素参数 B 的相仿的計算和能譜的測量发現有一种总的趋向，即裂变中子能譜随 Z^2/A 的增大而稍硬，(Z——电荷，A——裂变核的原子量)．

計算所得的硬度参数 B 随 Z^2/A 的变化增加的概图于图2中列出．

由表及图2还可看出，裂变核的激发能量增加1兆电子伏时，硬度参数 B 增加 1—2%，这和文献[3][14]的結果相符．

在低能量（<1兆电子伏）的区域內上述計算得出 U^{235}, U^{233}, Pu^{239} 裂变中子能譜的差别不超过12%．这結果和已有的在 50—700 仟电子伏能量范围內对这些元素能譜測量的实驗結果[17]并不矛盾．

知道“第一”及“第二”中子的能譜和中子在碎片內的結合能就可以估計中子从碎片带走的平均能量 E_0 的值，及 γ 綫从裂变碎片带走的部分激发能量 E_γ．

如果 $\bar{\nu}$ 随激发能量变化的綫性規律是对的，則計算所得的值 $1/E_0$ 应該和測得的值 $\Delta\nu/E$[13][19]相符合．U^{235}, U^{233}, Pu^{239} 的 $1/E_0$ 值和实驗值 $\Delta\nu/\Delta E$ 在激发能量一直到中子在裂变核內結合能的二个数量級时在誤差范围內还是符合的，只在高的激发能量范围和实驗值有些差異．但是这分歧也很容易解

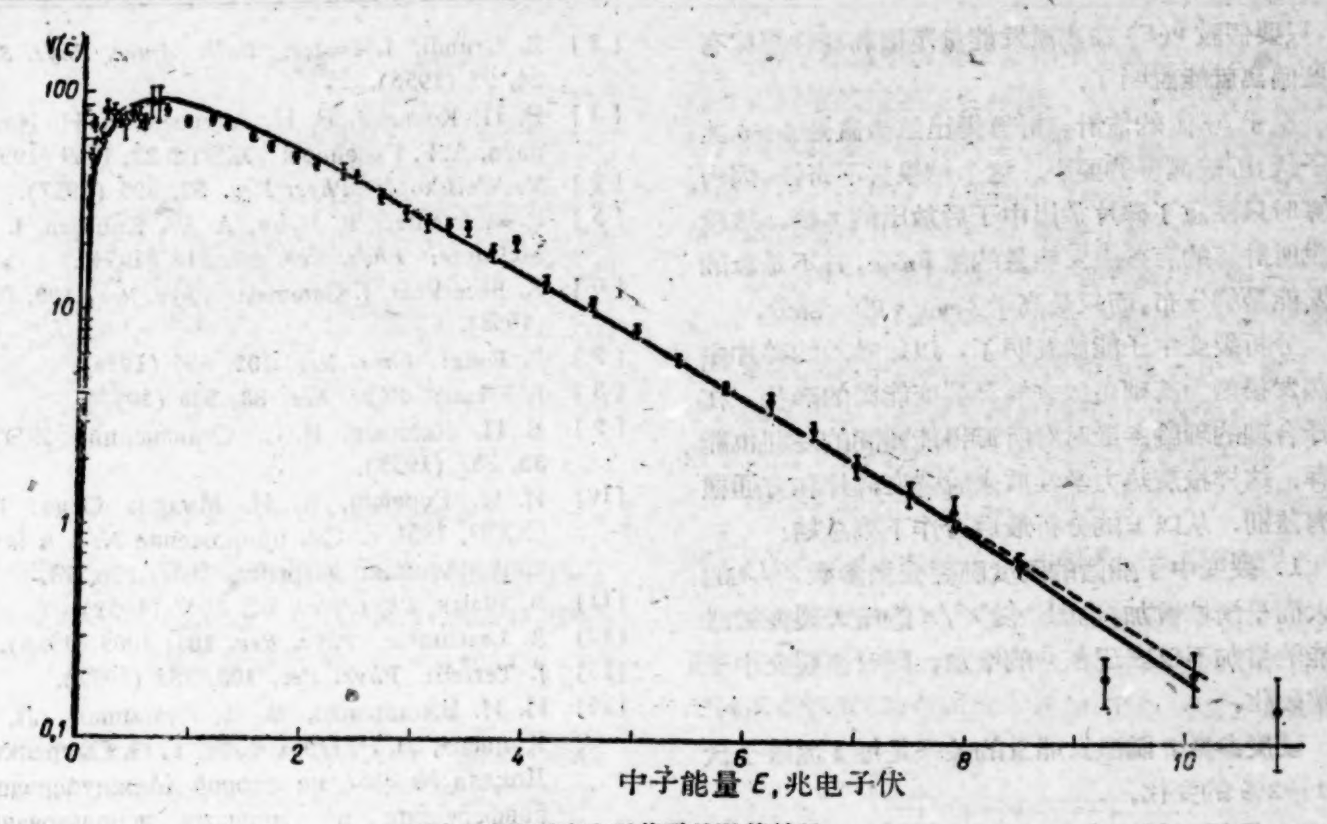


图 1 U^{235} 裂变中子能譜的計算結果.

○——文献[17]的数据；■——文献[18]的数据；●——文献[20]的数据.

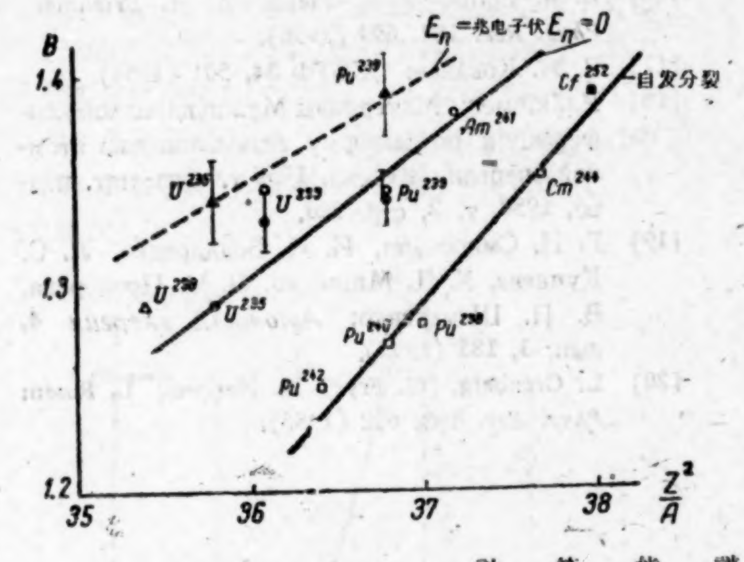


图 2 裂变中子能譜硬度随裂变核参考 Z^2/A 的变化.

●▲■——文献[1],[3],[14]的数据；

○△□——計算結果.

計 算 能 譜 的 参 数

核	$\bar{\nu}$	$\frac{\nu_{\text{л}}}{\nu_{\text{т}}}$	$E_{\text{вл}}$, 兆电子伏	$E_{\text{вт}}$, 兆电子伏	$E_{\text{св1л}}$, 兆电子伏	$E_{\text{св1т}}$, 兆电子伏	$\omega_{\text{л}}$, 兆电子伏	$\omega_{\text{т}}$, 兆电子伏	$\frac{1}{E_0}$, 兆电子伏$^{-1}$	$\frac{\Delta\nu}{\Delta E}$ 兆电子伏$^{-1}$ E_n=4 兆电子伏*	$\frac{\Delta\nu}{\Delta E}$ 兆电子伏$^{-1}$ E_n=15 兆电子伏*
U^{235}	2.47±0.03	1.26	11.5	10.5	5.00	5.04	1.06	0.47	0.152	0.136±0.025	0.135±0.012
U^{233}	2.58±0.06	1.28	12.2	11.3	5.14	5.34	1.08	0.44	0.142	0.127±0.025	0.124±0.011
Pu^{239}	3.05±0.08	1.22	13.2	11.4	5.39	5.13	1.00	0.51	0.147	0.131±0.022	0.121±0.013
Am^{241}	3.14±0.04	1.20	13.4	12.0	5.10	5.30	1.00	0.52	0.143	—	—
Pu^{242}	2.18±0.09	1.20	11.6	10.2	5.32	4.89	1.00	0.52	0.143	—	—
Pu^{240}	2.26±0.05	1.22	12.0	10.4	5.39	5.13	1.00	0.51	0.145	—	—
Pu^{238}	2.33±0.08	1.24	12.3	10.9	5.54	5.39	1.00	0.50	0.140	—	—
Cm^{244}	2.82±0.05	1.18	13.8	11.8	5.83	5.27	1.00	0.57	0.131	—	—
U^{238}	2.86±0.06	1.23	11.8	10.2	4.77	4.65	1.00	0.50	0.159	—	—

* E_n——引起裂变的中子的动能.

决,只要假設 $\bar{\nu}(E)$ 在高激发能量范围和綫性規律有某些偏离就能說明了.

至于 E_γ 値的估計，計算得出这数值是 4—6 兆电子伏,即較測得的要小. 这个結果并不奇怪,因为計算时只注意了碎片放出中子后放出的 γ 綫. 这就是說所計算的有效激发能量的値 $E_{вл,т}$,并不是总的激发能量的分布,而只是高于 $E_{св1л,т}$ 的一部分.

分析裂变中子能譜証明了，以运动着的碎片中子蒸发模型为基础可以来解释裂变能譜的形狀，在选择合理的理論参数时对所測得能譜間的差别也能解释. 这样按着热力学性質来說裂变碎片和普通核沒有差别. 从以上的分析最后可作下列总結:

1. 裂变中子能譜的硬度随裂变核参数 Z^2/A 的增大而平滑地增加,也即是随 Z^2/A 的增大裂变核激发能的增加不仅表現在 $\bar{\nu}$ 的增加，同时使裂变中子能譜硬化.

硬度参数 B 随激发能量的关系是每 1 兆电子伏有 1—2% 的变化.

2. 要同时描述自碎片放出中子及 γ 綫的过程，必須知道每个碎片激发能量的分布.

最后作者感謝兰普斯基 (А. И. Лейпунский) 对这工作的关怀和一起討論結果，对鮑达林可 (И. И. Бондаренко) 及烏薩乔夫 (Л. Н. Усачев) 給以一系列的指教表示感激,并感謝哈林(В. П. Харин)所作的数字計算.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 649—652

参 考 文 献

[1] A. B. Smith, P. R. Fields, I. H. Roberts: *Phys. Rev.* **108**, 411 (1957).

[2] Z. Grundl, I. Neuer: *Bull. Amer. Phys. Soc.* **24**, 95 (1956).

[3] В. П. Ковалев, В. Н. Андреев, М. Н. Николаев, А. Г. Гусейнов: ЖЭТФ **33**, 1069 (1957).

[4] V. Weisskopf: *Phys. Rev.* **52**, 295 (1957).

[5] R. Hofstadter, B. Hahn, A. W. Knudsen, I. A. McIntyre: *Phys. Rev.* **95**, 512 (1954).

[6] K. Brueckner, J. Gammel: *Phys. Rev.* **109**, 1023 (1958).

[7] P. Fong: *Phys. Rev.* **102**, 434 (1956).

[8] J. Fraser: *Phys. Rev.* **88**, 536 (1952).

[9] В. П. Ковалев, В. С. Ставинский: ЖЭТФ **35**, 787 (1958).

[10] И. И. Гуревич, К. Н. Мухин: Отчет АН СССР, 1951 г. См. приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 74.

[11] B. Watt: *Phys. Rev.* **87**, 1037 (1952).

[12] R. Leachman: *Phys. Rev.* **101**, 1005 (1956).

[13] J. Terrell: *Phys. Rev.* **108**, 783 (1957).

[14] И. И. Бондаренко, В. Д. Кузьминов, Л. С. Куцаева, Л. Н. Прохорова, Г. Н. Смиренкин: Доклад № 2187 на второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958.

[15] J. Fraser, J. Milton: *Phys. Rev.* **93**, 818 (1954).

[16] A. B. Smith, P. R. Fields, A. M. Friedman: *Phys. Rev.* **104**, 699 (1956).

[17] В. Н. Ковалев: ЖЭТФ **34**, 501 (1958).

[18] Р. Личмен: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Физ.-мат. издво, 1958, т. 2, стр. 220.

[19] Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко, Л. С. Куцаева, Х. Д. Мищенко, Л. И. Прохорова, В. П. Шеметенко: *Атомная энергия* **4**, вып. 3, 188 (1958).

[20] L. Cranberg, G. Frye, N. Nereson, L. Rosen: *Phys. Rev.* **103**, 662 (1956).

在鉄及鉛中散射的γ射綫的角分布和能量分布

喀費斯基 (Ю. А. Казанский)
别洛夫 (С. П. Белов)
馬多謝維奇 (Е. С. Матусевич)

在以前发表的文章[1], [2]中，研究了 Co^{60} 点源在半无穷大介質 (混凝土,鉛) 的条件下散射的 γ 輻射的能量角分布. 在文献[3]中报导有最大能量为 10 兆电子伏的电子迴旋加速器的軔止輻射經鉛滤过器后角分布的測量結果.

在本工作中測量了 Co^{60} 及 Au^{198} 源的 γ 射綫 ($E = 1.33$ 及 1.17 兆电子伏及 $E = 0.411$ 兆电子伏) 經过鉛 ($\mu_0 r = 2.2; 4.1; 6.3; 8.2$, 这里 μ_0 是 γ 射綫吸收系数，r 是鉛或鉄滤过器厚度) 及鉄 ($\mu_0 r = 2; 4; 6; 8.5; 9.8$) 散射的能量角分布.

測量是在半无穷大几何条件下进行的. 源,介質及探測器的位置，还有实驗装置的主要几何尺寸都

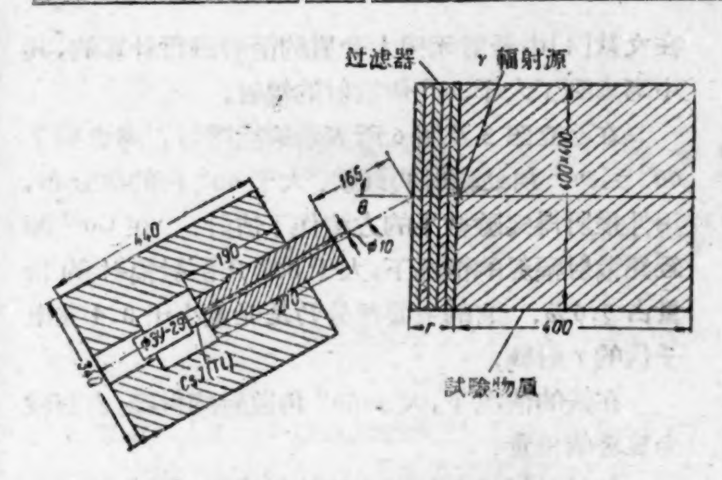


图1 实驗装置图(尺寸以毫米为单位).

表示在图1中. 从介质出来的散射輻射借助于由直径30毫米高27毫米的CsI(Tl)晶体作成的閃爍譜仪記录下来. 测量了θ等于10,20,30,40,50,60°等角度.

測得的譜所包括的脉冲振幅是和γ量子在晶体中由光电吸收及康普頓散射生成的电子的能量成正比的. 为了从所得到的譜中減去康普頓电子的部分, 作出了数字矩陣, 考虑了不同初始能量的γ射綫的康普頓分布的形式. γ射綫的能量是将下列单能量源的康普頓电子的实驗分布外推得到的: Ce^{141} (0.145兆电子伏), Cr^{51} (0.320兆电子伏), Au^{198} (0.411兆电子伏), Cs^{137} (0.661兆电子伏), Zr^{95} (0.760兆电子伏), Zn^{65}(1.12兆电子伏), K^{42}(1.51兆电子伏).

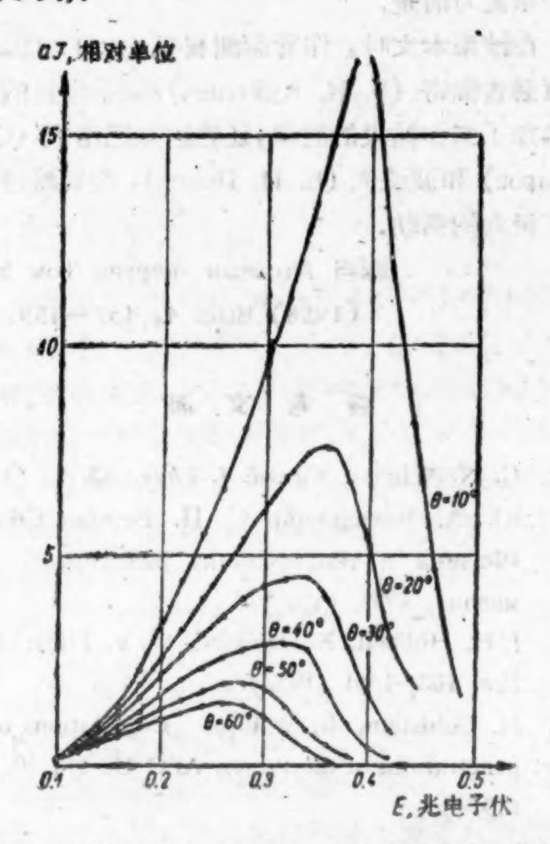


图2 在鉛中散射的初始能量为0.411兆电子伏的γ射綫对于$\mu_0 r=6$的強度底能量角分布图.

此外,在譜中对譜仪效率作了修正. 实驗方法部分更詳細的描述以后再作. 这样得出的分布,正确到譜仪能量分辨力的修正值, 乃是γ射綫的散射能譜$N(E,r,\theta)dEd\Omega$,也即沿方向θ在立体角$d\Omega$中运行的能量从E到$E+dE$的量子数目.

就各种不同厚度$\mu_0 r$所得到的强度底能量角分布$dI=E\cdot N(E,r,\theta)dEd\Omega$相互之間差別并不显著. Co^{60}源放在鉛中的典型的角分布图曾引在文献[2]中. 图2表示了在鉄中散射的初始能量为0.411兆电子伏的γ射綫对于$\mu_0 r=6$的强度的角分布.

在图3及4中, 以任意单位表示了$I_\theta(r,\theta)=2\pi\int_E EN(E,r,\theta)\sin\theta d\theta dE$,也就是在角度$\theta$到$\theta+d\theta$之間按所有极坐标角$\varphi$积分的$\gamma$量子所取走的总能量. 如果$Co^{60}$源放在鉛中,則$I_\theta$与角度的关系将是超越函数性质: 随着距离$r$增加,可以見到各向異性

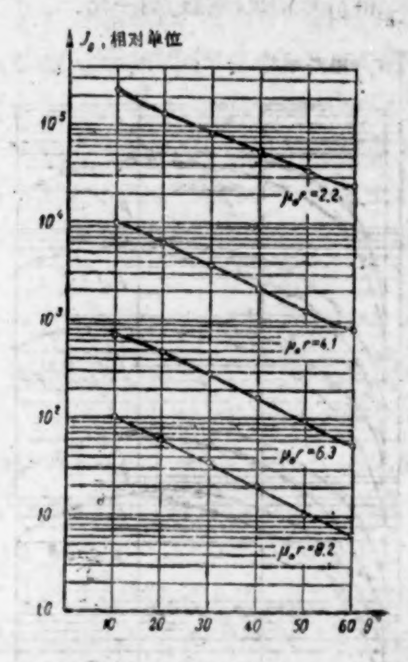


图3 在Co^{60}源放于鉛中的条件下,对于各种$\mu_0 r$,作为角度θ的函数的$I_\theta(r,\theta)$值.

$\mu_0 r=2.2$的曲綫就絕对值而言并不与其他几条曲綫很准确地关联着, 因为测量是用另外一种放射性強度的源作的.



图4 在Au^{198}源放在鉄中的条件下,对于各种$\mu_0 r$,作为角度θ的函数的$I(r,\theta)$值.

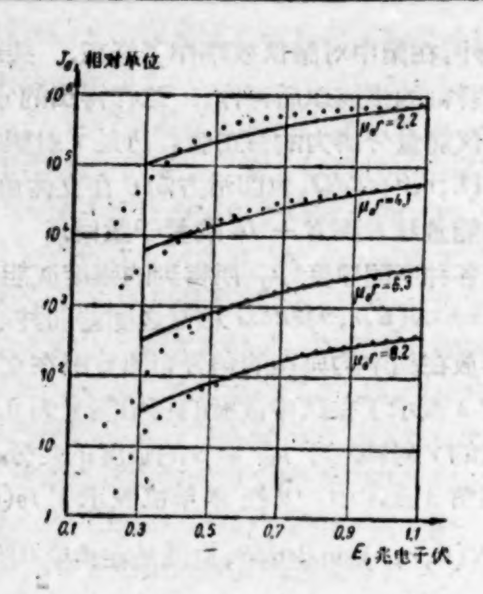


图5 对于各种 $\mu_0 r$，Co^{60} 源 γ 辐射在鉛中散射的强度能譜。
实驗結果(点)都根据文献[4]的計算結果(实綫)归一化。

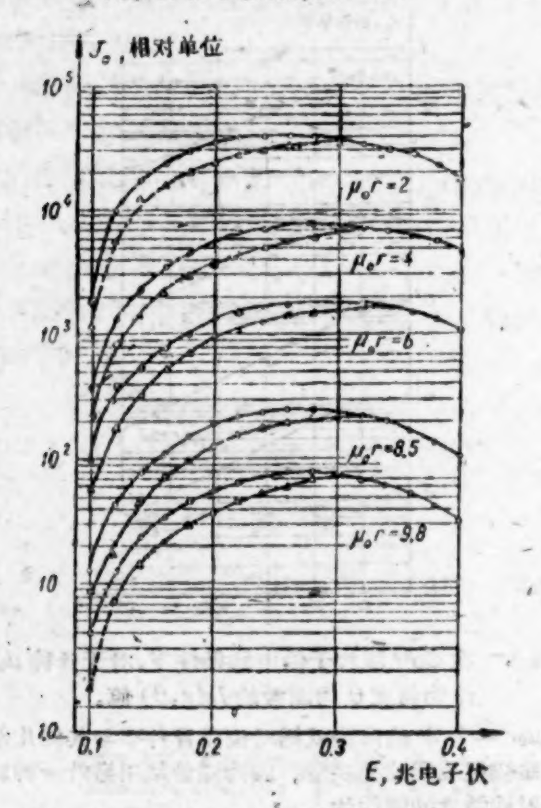


图6 对于各种 $\mu_0 r$，Au^{198} 源 γ 射綫在鉄中散射的能譜(实綫)。
虛綫是不計散射大于 60° 角的射綫的能譜。

有很弱的增加。

在图5及图6中表示了散射輻射强度的能譜：

$$I_0(E,r) = 2\pi \int_0 EN(E,r,\theta)\sin\theta d\theta dE.$$

对鉛而言，在能量超过 0.4 兆电子伏时，实驗所得的能譜和計算所得的能譜符合得很好。可以作为特征的是，对于較小的厚度，在能譜形状上有較大的歧离。能量低于 0.4 兆电子伏时的歧离可以解釋为，在文献[4]中是对无穷大介質的情形进行計算的，其中考虑到了大于 90° 角散射的輻射。

在建立图5及图6所表示的能譜时，考虑到了 60° 到 90° 角处輻射的貢献。大于 60° 角的角分布，用外推所得实驗結果的方法作了估計。在 Co^{60} 源經鉛散射輻射的情况下，大于 60° 角散射輻射的份量占 3.6%。它的主要部分乃是能量小于 0.4 兆电子伏的 γ 射綫。

在鉄的情况下，大于 60° 角散射的射綫，占有較为显著的份量。

散射 γ 射綫角分布实驗結果的誤差，是由測量誤差(平均为 3%)以及測量結果处理誤差相加起来的。后者在小能量范围时很大，而在譜的中段則大約減小到，对 Co^{60} 源而言为 4%，对 Au^{198} 源而言为 2%。

这样，对于所測譜的中段来說，总实驗誤差是 5—7%。

根据文献[1]—[3]以及本工作的結果，可以作出若干个結論来。散射 γ 射綫强度底角分布随散射介質厚度增加改变很弱，这种情况一直到厚度等于10倍自由路程长度时都保持着。这个結論对于原子序数小的(混凝土)，中間的(鉄)及大的(鉛)物質在 0.4 到 1.3 兆电子伏的能量范围內都是正确的。

从介質中散射出来射綫的各向異性，是随着原子序数的增加而增强的，而在硬 γ 射綫的情况下，这个关系更为清楚。

在結束本文时，作者感謝崔賓 (С. Г. Цыпин) 和庫赫吉維奇 (В. И. Кухтевич) 給予宝貴的忠告及参加了工作結果的討論，还感謝朱巴洛夫 (С. И. Чубаров) 和波波夫 (В. И. Попов)，在实驗进行中給了极大的帮助。

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 4, 457—459.

参考文献

[1] G. N. Whyte: *Canad. J. Phys.* **33**, 96 (1955).
[2] Ю. А. Казанский, С. П. Белов: Сборник «Физика и теплотехника реакторов». Атомиздат, 1958, стр. 123.
[3] J. H. Hubbell, E. Hayward, W. F. Titus: *Phys. Rev.* **108**, 1361 (1957).
[4] H. Goldstein, E. Wilkins: Calculations of the penetrations of the γ-rays, AEC US No 40, 3075 (1954).

能量为 14 兆电子伏的中子分裂 U^{235} 及 U^{238} 时的平均中子数 $\bar{\nu}$

弗列洛夫 (Н. Н. Флеров) 塔雷辛 (В. М. Талызин)

文献[1],[2]中敍述过的快中子探測器曾于1954年用来測量了 $\bar{\nu}$ 值; $\bar{\nu}$ 是所研究的物質在一次裂变中的平均中子数. 这个值可利用能量为 14 兆电子伏中子穿过可裂变物質样品后測量中子通量的增加来測定.

記录能量为 14 兆电子伏的中子时,探測器的計数率等于[2]

$$N_0 = I_0 k_0. \tag{1}$$

在有样品进行測量时,由于非彈性过程(基本上是裂变和 $(n, 2n)$ 反应)的結果,探測器計数率增加,并等于

$$N_1 = I_0 k_0 e^{-n\sigma_{in} l} + \\ + I_0 k_1 (1 - e^{-n\sigma_{in} l}) \frac{\bar{\nu}\sigma_f + 2\sigma_{n,2n}}{\sigma_{in}} (1 + \beta). \tag{2}$$

公式(1)和(2)中 σ_f 是裂变截面; $1 + \beta$ 是考慮到由于次級中子引起鈾裂变所致中子数增加的系数;其余符号与文献[2]中相同.

令

$$\frac{N_1}{N_0} = 1 + \gamma \quad 和 \quad \frac{k_0}{k_1} \frac{1}{1 + \beta} = \alpha$$

我們得到

$$\bar{\nu} = \frac{\alpha\gamma}{\sigma_f} \frac{\sigma_{in}}{1 - e^{-n\sigma_{in} l}} + 2 - (2 - \alpha) \frac{\sigma_{in}}{\sigma_f}. \tag{3}$$

在推出公式(3)时,沒有考慮到中子的非彈性散射 $(n, n\gamma)$ 和 $(n, 3n)$ 反应. 从鉛与鉍的实驗中知道,非彈性散射截面小于中子非彈性作用截面的10%. 可以认为:对可裂变物質而言,它将还要小一些. 显然 $(n, 3n)$ 反应截面更小,因为其反应閾接近于初級中子的能量. 因此由这些过程所决定的公式(3)中的修正項

$$\frac{\sigma_{n,n\gamma} - \sigma_{n,3n}}{\sigma_f}$$

很小,以致可以不考慮. 飞出带电粒子的中子俘获反应也因其过程的截面很小可以忽略.

由金属鈾制成的球形样品(外直径为 4 厘米,内直径为 3.4 厘米, 小孔直径为 2.1 厘米) 放在厚为 0.9 毫米的鎘套当中. 整个又放在薄壁黃銅容器中. 一个样品是用天然鈾做的,而另一个則用含 90.1% U^{235} 的鈾做成.

为了确定中子数的增加 $1 + \gamma$, 进行有样品和沒有样品时的測量. 在沒有样品的实驗中,空的黃銅容器中装有鎘套. 由于有样品和沒有样品的多次測量得到了系数 $1 + \gamma$ 的值(見表).

由次級中子引起 U^{235} 分裂所致中子数增加的修正系数 $1 + \beta$ 是由实驗測定的. 将具有相似裂变中子譜的源放在 U^{235} 样品的中心时,知道中子数增加的系数等于 1.031 ± 0.004. 表中所列 $1 + \beta$ 的值是考慮了次級中子在样品中平均路程約样品厚度的二倍时得到的. 而 U^{238} 的 $1 + \beta$ 值是在对裂变中子其裂变截面 $\sigma_f = 0.27 \pm 0.03$ 巴恩的假定下通过計算得到的[3].

同样地可以确定与慢中子作用下 U^{235} 裂变有关的效应. 将空的容器与 U^{235} 样品一起放在离能量为 14 兆电子伏的中子源 23 厘米处的空腔的角上. 探測器計数率增加 $(0.3 \pm 0.3)\%$. 考慮到与能量为 14 兆电子伏的中子直接作用的修正系数对 U^{235} $1 + \Delta = 1.002 \pm 0.003$; 对 U^{238} $\Delta = 0$.

为了从公式(3)計算 $\bar{\nu}$ 值,必須得知道非彈性作用截面 σ_{in}, 裂变截面 σ_f 以及探測器灵敏度系数的比值 k_0/k_1. 对 σ_{in} 尙未有公布的資料,然而它可以通过文献[4]实驗結果外推,用公式

$$\sigma_{in} = \pi(1.2A^{1/3} + 2.1)^2 \times 10^{-26} 厘米^2$$

或总截面 σ_t 的一半来很精确地測定[5],[6]. 我們取 $\sigma_{in} = (2.85 \pm 0.10)$ 巴恩; U^{238} 的裂变截面 σ_f 取 (1.13 ± 0.05) 巴恩[7];而 U^{235} 則 $\sigma_f = (2.30 \pm 0.15)$ 巴恩[8].

在文献[1]中測得系数比值

$$k_0/k_1 = 0.874 \pm 0.030.$$

对 U^{238} 利用公式(3)和考慮了 U^{235} 样品中同位素組分后更全面的公式,可以得到列于表中的 $\bar{\nu}$ 值. 必須指出: 所得 $\bar{\nu}$ 值(尤其对于 U^{238})有一約 2—5% 的不大的誤差,它可以用公式(3)中忽略了 $(n, n\gamma)$ 和 $(n, 3n)$ 反应的修正項 $\frac{\sigma_{n,n\gamma} - \sigma_{n,3n}}{\sigma_f}$ 来解释.

引起了对η值的注意，η是鈾核在一次俘获能量为14兆电子伏中子中次級中子的平均数．假定$\eta=\frac{\bar{\nu}\sigma_f+2\sigma_{n,2n}}{\sigma_{in}}$，由公式(1)和(2)我們得到

$$\eta=\alpha\left(\frac{\gamma}{1-e^{-n\sigma_{in}l}}+1\right). \quad (4)$$

表中引入了U^{235}和U^{238}的η值．必須指出，除了γ和α的实驗值外，η值仅决定于σ_{in}．

实驗結果

	$1+\gamma$	$1+\beta$	$\bar{\nu}$	η
U^{238}	1.084±0.003	1.011±0.001	4.50±0.32	2.99±0.15
U^{235}	1.128±0.005	1.062±0.008	4.13±0.24	3.71±0.20

正如公式(3)所示，$\bar{\nu}$与σ_f值的关系很小，因为$\bar{\nu}$值不大，而$(\bar{\nu}-2)$反比于σ_f．但当裂变截面值σ_f有一些修正时，尤其对于U^{235}，本文所得$\bar{\nu}$值的数值可能有某些改变．σ_{in}值的修正对$\bar{\nu}$值的影响很小．

所得到的U^{238}的$\bar{\nu}$值曾进一步用其他方法[9]测量証实．所得$\bar{\nu}$值等于4.45±0.35．

文献[10]中所得到U^{238}的$\bar{\nu}$值($\bar{\nu}=4.45\pm^{0.10}_{0.20}$)发現与本文結果很好符合．

文献[11]、[12]中用其他方法所得到的U^{235}的$\bar{\nu}$值等于4.7±0.5和4.51±0.19，比本文稍大了一些．

我們認为感謝弗列洛夫(Г. Н. Флеров)經常对工作的关怀和結果的討論以及索洛維也夫(С. Н. Соловьев)在实驗中的帮助是我們自己愉快的責任．

海谷譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 653—654.

参考文献

[1] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **III**, 291 (1957).

[2] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **5**, вып. 6, 653 (1958).

[3] N. Paisic: *Nucleonics* **13**, 67 (1955).

[4] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* № 4, 155 (1956).

[5] J. H. Coon, E. R. Graves, H. H. Barschall: *Phys. Rev.* **88**, 562 (1952).

[6] М. М. Халецкий; ДАН **113**, 305 (1957).

[7] Н. Н. Флеров, А. А. Березин, И. Е. Челноков: *Атомная энергия* **5**, вып. 6, 657 (1958).

[8] А. А. Березин, Г. А. Столяров, Ю. В. Никольский, И. Е. Челноков: *Атомная энергия* **5**, вып. 6, 659 (1958).

[9] Н. Н. Флеров, Е. А. Таманов: *Атомная энергия* **5**, вып. 6, 654 (1958).

[10] S. Blaize, M. Gandin, R. Joly, J. Leroy, G. Vendryes: Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Нью-Йорк, сентябрь 1957 г.

[11] А. Н. Протопопов, М. В. Блинов: *Атомная энергия* **4**, вып. 4, 374 (1958).

[12] Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко, А. С. Куцаева, Х. Д. Мищенко, Л. И. Прохорова, Б. П. Шеметенко: *Атомная энергия* **4**, вып. 2, 188 (1958).

在能量为14兆电子伏的中子作用下U^{238}分裂时产生的平均中子数

弗列洛夫 (Н. Н. Флеров)　　塔馬諾夫 (Е. А. Таманов)

文献[1]中曾利用能量为14兆电子伏中子通过鈾样品后中子通量的增加测量了$\bar{\nu}$值．$\bar{\nu}$是一次裂变中的平均中子数．从而引起了人們用其他方法去测量它的兴趣．本文于1955年完成的，它通过一次裂变过程所产生的中子的二重符合数测定了U^{238}的$\bar{\nu}$值．由于中子探测器絕对灵敏度精确测量的困难，必須同时测量鉛中$(n, 2n)$反应产生的中子数．这样，U^{238}核裂变所产生的平均次級中子数就可由与鉛中$(n,2n)$反应获得的中子数的比值来确定．必須指出，中子探测器的灵敏度不应当与裂变或$(n, 2n)$反应所記录的中子的能量有关．

方法　在一次裂变过程中，产生中子脉冲n重符合的几率可以用下面的方法来测量[2]．裂变中产生的平均中子数$\bar{\nu}=\Sigma \nu I(\nu)$(其中$I(\nu)$表示一次裂变中生成$\nu$个中子的几率，且$\Sigma I(\nu)=1$)．从裂变产生的总数目$\nu$中記录$n$个中子的几率等于

$$P(n,\nu)=\frac{\nu!}{n!(\nu-n)!}\varepsilon^n(1-\varepsilon)^{\nu-n},$$

其中ε——記录中子的效率．用F_f表示单位时間中的裂变数；N_n表示单位时間内n重符合的数目．我

們得到

$$N_n = F_f \sum_{\nu=n}^{\infty} I(\nu) \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{\nu-n}. \quad (1)$$

因为所采用的中子探測器的效率 $\varepsilon \approx 0.01$，因此

$$\left.\begin{aligned} N_1 &= F_f \bar{\nu} \varepsilon; \\ N_2 &= F_f \frac{\overline{\nu^2} - \bar{\nu}}{2} \varepsilon^2; \\ N_3 &= F_f \frac{\overline{\nu^3} - 3\overline{\nu^2} + 2\bar{\nu}}{6} \varepsilon^3 \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

由于三重符合比二重符合小二个数量級，故在以后的計算中沒有考虑进去。

在能量为 14 兆电子伏的中子与 U^{238} 作用时，除了裂变外，还有 $(n, 2n)$ 反应。因此二重符合数等于

$$N_2 = \left(F_f \frac{\overline{\nu^2} - \bar{\nu}}{2} + F_{n,2n} \right) \varepsilon^2, \quad (3)$$

其中 $F_{n,2n}$ 是单位时間內在鈾里面 $(n, 2n)$ 反应的数目。对厚为 l，每立方厘米有 n 个原子核的 U^{238} 样品，F_f 由下式决定：

$$\left.\begin{aligned} F_f &= I_0 (1 - e^{-n\sigma_{in} l}) \frac{\sigma_f}{\sigma_{in}}; \\ F_{n,2n} &= I_0 (1 - e^{-n\sigma_{in} l}) \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{in}}, \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

其中 I_0 是能量为 14 兆电子伏中子的通量；σ_{in} 是該能量中子与 U^{238} 非弹性作用的截面；σ_f 是裂变截面；$\sigma_{n,2n}$ 是 $(n, 2n)$ 反应截面。从公式(3)和(4)我們得出

$$N_2 = I_0 \varepsilon^2 \frac{1 - e^{-n\sigma_{in} l}}{\sigma_{in}} \left(\frac{\overline{\nu^2} - \bar{\nu}}{2} \sigma_f + \sigma_{n,2n} \right). \quad (5)$$

在鉛作样品的实驗中，其 $\sigma_f = 0$。

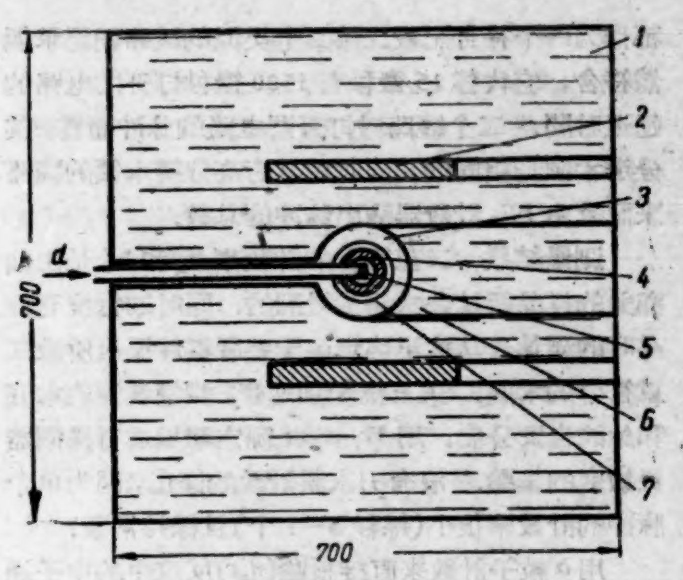
$$N_2' = I_0 \varepsilon^2 \frac{1 - e^{-n'\sigma_{in}' l'}}{\sigma_{in}'} \sigma_{n,2n}'^{*} \quad (5')$$

从(5)与(5′)相除，消去探測器的灵敏度，并取 $I(\nu)$ 为泊松分布 $I(\nu) = \frac{\bar{\nu}^{\nu} e^{-\bar{\nu}}}{\nu!}$，即 $\overline{\nu^2} = \bar{\nu}^2 + \bar{\nu}$。我們得到

$$\frac{\bar{\nu}^2}{2} = \frac{N_2}{N_2'} \frac{1 - e^{n'\sigma_{in}' l'}}{\sigma_{in}'} \frac{\sigma_{in}}{1 - e^{-n\sigma_{in} l}} \frac{\sigma_{n,2n}'}{\sigma_f} - \frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_f}. \quad (6)$$

必須指出，式(6)右面部分第二项远比第一項为小，因此，$\bar{\nu}$ 值基本上由实驗中很精确测量的值所决定。

仪器 測定 $\bar{\nu}$ 的实驗装置示于图中。在装滿水的槽中央，于球形空腔中置有能量为 14 兆电子伏的中子源(离子加速管的氚靶)以及由鈾或鉛制成的样品。在距离空腔中心 14.5 厘米处放有六个 BF_3 計数器(长26厘米、直径2.8厘米，浓集 B^{10} 达71.6%)。这个距离是在事先的实驗中用一个 BF_3 計数器选定的，在那个地方記录由 Ra-γ-Be, Na-γ-Be, Ra-α-Be 和有类似裂变譜的源出来的中子的效率保持常数(具有精确度10%)。表中引入了探測器相对灵敏度測量的結果，它是用六个 BF_3 計数器对强度相等(精确度 2—4%)而能量不同的中子源得到的。



实驗的示意图。

1—盛水的立方槽；*2*—六个 BF_3 計数器；*3*—球形空腔；*4*—样品；*5*—中子源；*6*—更換样品时屏蔽观察窗的石蜡填入物；*7*—毫米級厚的鎘套。

探測器的相对灵敏度

源			
Ra-γ-Be	类似裂变譜	Ra-α-Be	Po-α-Be
0.96	1	0.89	0.88

取类似裂变譜的源出来的中子探測器的灵敏度为 1，从表中看到，对于次級中子探測器灵敏度为常数的假定是很好地被滿足的。

由天然的金属鈾或鉛做成的球形样品(外直径分别为 6.4 和 8.5 厘米)放在使其中心与靶心相重合的地方。为了減少在慢中子作用下 U^{235} 的裂变，样品的直径将取作空腔直径的二分之一，并将样品放在球形鎘套当中(內直径 8.5 厘米，壁厚 1 毫米)，此鎘套无論在有或沒有样品的測量中都把它放在空腔里面。

从所有六个 BF_3 計数器出来的脉冲經放大与成形以后，輸入并打开延迟 15 微秒开启 100 微秒的門电路。这样，由裂变或 $(n, 2n)$ 反应生成的第一个記下来的中子脉冲打开門电路而本身并不通过門电路，在第一个脉冲后 15—115 微秒間隔內記下来的第二个中子脉冲通过門电路与第一个脉冲符合記数；同样时間內經門电路的二个或二个以上的脉冲

* 加撇的量表示鉛样品的。

都作为一个符合記数．第二个类似的綫路图記录偶然符合，它代替15微秒有1500微秒打开門电路的延迟时間．二个綫路对打开門电路的脉冲而言，其分辨本領是相同的．同时用具有高分辨本領的綫路来記录由 BF_3 計数器输出脉冲的总数．

測量結果 二重符合的計数率 N_2 和 N_2' 是由鈾和鉛的样品經过多次測量得到的．同时进行沒有样品时的測量，从这里确定由于装置零件反应所致二重符合的本底．关上离子加速管，測量装置的本底和鈾的自发分裂．用 Po-α-Be 源定期地进行探测器灵敏度的检驗．沒有引入誤計数的修正，因为单个脉冲的計数率很小(每秒5—7个)且保持常数．

用 α 粒子計数来直接检驗(d,t)反应中的中子通量由于 α 計数管很小的立体角是很困难的．在个别的实驗中，当探测器单个脉冲的計数率較大时，α 計数管曾用来测定鈾和鉛样品与沒有样品时单个脉冲計数率的比值(具有准确度1.5%)，可以利用探测器的单个脉冲来检驗所得到的係数．

利用已知的鈾和鉛的截面值

$$\sigma_{in}' = (2.54 \pm 0.05)\text{巴恩}^{[3]};$$
$$\sigma_{n,2n}' = (2.30 \pm 0.19)\text{巴恩}^{[4]};$$
$$\sigma_f = (1.13 \pm 0.05)\text{巴恩}^{[5]};$$
$$\sigma_{in} = (2.85 \pm 0.10)\text{巴恩}^{*}$$

和取 $\sigma_{n,2n} = \sigma_{in} - \sigma_f$，从表式(6)經引入不大的修正——考虑到由于非弹性作用产生的中子引起的鈾的附加分裂后，得到 $\bar{\nu} = 4.3 \pm 0.3$．这个值曾在 $\bar{\nu}$ 值遵从泊松分布的假定下得到过，那时 $\overline{\nu^2} = \bar{\nu} + \bar{\nu}^2$．在文献[6]—[10]中指出：对于自发分裂以及80仟电子伏中子作用下分裂的多裂变元素，其分布接近于二項式分布，即 $\overline{\nu^2} = \bar{\nu} + \frac{m-1}{m}\bar{\nu}^2$，这里 m——分裂放出的最大中子数．在泊松分布中 $m=\infty$．可以假定，用能量14兆电子伏中子分裂鈾时，也接近于二項式分布，具有 m 等于10—15．这时得到的 $\bar{\nu}$ 值必須引入3.5—5%的修正．我們得到

$$\bar{\nu} = 4.45 \pm 0.35.$$

公式(6)中仅考虑了能量为14兆电子伏的中子与鈾作用时主要的过程——裂变及$(n,2n)$反应．非弹性散射及$(n,3n)$反应的修正很小，因此沒有考虑．

該 $\bar{\nu}$ 值与文献[1]中得到的 4.50 ± 0.32 很好地符合，而文献[9]得到的 $\bar{\nu}$ 发現也与我們的結果很好符合．

我們認为感謝弗列洛夫 (Г. Н. Флеров) 对工作的宝貴意見和經常的关怀以及塔雷辛 (В. М. Талызин) 对工作的討論是我們愉快的責任．

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 654—656.

参 考 文 献

[1] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **5**, № 6, 653 (1958).
[2] K. W. Geiger, D. C. Rose: *Canad. Phys.* **32**, No. 8, 498 (1954).
[3] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия*, № 4, 155 (1956).
[4] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **5**, № 6, 653 (1958).
[5] Н. Н. Флеров, А. А. Березин, И. В. Челноков: *Атомная энергия* **5**, № 6, 657 (1958).
[6] D. A. Hicks, J. Ise, R. Pyle: *Phys. Rev.* **97**, 564 (1955).
[7] R. Pyle, D. A., Hicks and J. Ise: *Phys. Ber.* 616 **99**, Rev. (1955).
[8] J. E. Hammel, J. F. Kephart: *Phys. Rev.* **100**, 190 (1955).
[9] S. Blaize, M. Gandin, R. Joly, Heroy, G. Vendryes: Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Нью-Йорк, сентябрь 1957 г.
[10] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek, J. Terrell: *Phys. Rev.* **101**, 1012 (1956).

* 这个值由文献[3]的資料用外推法得到的．

能量为14.6兆电子伏的中子分裂 U^{238} 的截面

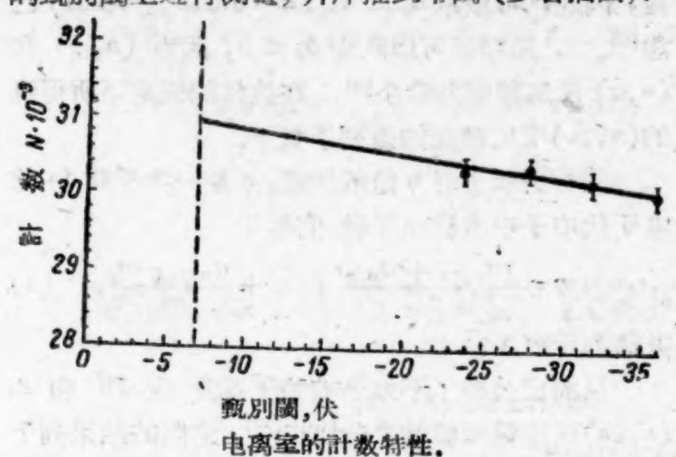
弗列洛夫 (Н. Н. Флеров) 別列琴 (А. А. Березин)
契尔諾科夫 (И. Е. Челноков)

文献[1]中当测定 $\bar{\nu}$——14兆电子伏中子作用 U^{238} 裂变生成的平均中子数——时，出現了精确测量裂变截面的必要性，它引起了人們特别的注意．

测定裂变截面的实驗是在1952年进行的．采用了薄壁电离室，电极中的一个安有带 U_3O_8 层的金箔，这层是用电解法塗上去的，具有直径7.2厘米，表面密度0.5毫克/厘米^2．在层里的鈾量可用二种方法测定：秤量及根据 α 粒子計算．其結果很符合

(具有精确度1%). 电离室安置在离开离子加速管氚靶一定的距离处,对于氚束成0°角(氚的能量为140仟电子伏). 能量为14.6兆电子伏的中子通量的絕对值是由 $T(d,n)He^4$ 反应根据一定立体角下面 α 粒子計数决定. α 計数管的結构及中子絕对通量测量的詳細情形在文献[2]中有敍述.

为了确定在鈾层里裂变的总数, 在甄别器不同的甄别閾上进行测量, 并外推到零閾(参看插图).



甄别閾,伏

电离室的計数特性.

这样的测量在离开靶两种距离 R 上进行. 并指出: 对于 $R=20$ 厘米, 散射中子的本底达1%, 对于 $R=28.3$ 厘米, 达到2%. 引入本底, U_3O_8 层内裂变碎片的吸收, 氚靶室和电离室壁上非弹性过程及 U^{235} 裂变一系列不大的修正后,得到能量为14.6兆电子伏中子分裂 U^{238} 的截面:

$$\sigma_f=(1.13\pm0.05)\text{巴恩}.$$

文献[3]中引入了由沒有发表的尼尔(Нир)的工作中得来的 U^{238} 裂变截面对于大能量范围的中子的关系曲綫和对于中子能量为14兆电子伏的 σ_f 值, 这些数值发现和我們工作的結果很好符合.

海谷譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 657.

参考文献

[1] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **5**, 653 (1958).

[2] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **III**, 291 (1957).

[3] R. K. Smith, R. L. Henkel, R. A. Nobles: Доклад на Гордоновской конференции, США, 1957.

能量为14兆电子伏的中子与鈹、鉛及鉍相互作用下 $(n, 2n)$ 反应截面的測定

弗列洛夫 (Н. Н. Флеров) 塔雷辛 (В. М. Талызин)

文献[1]中所敍述的快中子探測器——石墨稜柱——曾用来測量鈹、鉛和鉍的 $(n,2n)$ 反应截面. 在立方空腔(边长为30厘米)中心的稜柱中,放置着能量为14兆电子伏的中子源—利用 (d,t) 反应的离子加速管的靶. 在离开空腔中心70厘米处, 用 BF_3 計数管測量热中子密度. 正如文献[1]中所指出的: 这探測器在中子能量为0.1—8兆电子伏范围內有恆定的灵敏度,而对能量为14兆电子伏中子則灵敏度較小.

$(n, 2n)$ 反应截面利用所研究物質的样品和沒有样品时探測器計数率的比值来測定. 探測器在記录能量为14兆电子伏中子时,計数率等于

$$N_0=I_0k_0,$$

其中 I_0——中子通量, k_0——对14兆电子伏中子探測器的灵敏度.

当安置所研究物質的球形样品于空腔中时, 探測器計数率增加:

$$N_1=I_0e^{-n\sigma_{in}l}k_0+I_0(1-e^{-n\sigma_{in}l})\frac{2\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,n'}}{\sigma_{in}}k_1,$$

其中 n——每立方厘米中物質原子核的数目; l——样品厚度; $\sigma_{in}=\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,n'}+\sigma_c$——非弹性作用截面; $\sigma_{n,2n}$——$(n, 2n)$ 反应截面; $\sigma_{n,n'}$——非弹性散射截面; σ_c——飞出带电粒子的反应和 (n,γ) 反应的截面的总和; k_1——探測器对非弹性相互作用产生的中子的灵敏度.

令

$$\frac{N_1}{N_0}=1+\gamma,$$

我們得到

$$\sigma_{n,2n}-\sigma_c=\frac{k_0}{k_1}\frac{\sigma_{in}}{1-e^{-n\sigma_{in}l}}\gamma-\left(1-\frac{k_0}{k_1}\right)\sigma_{in}. \quad (1)$$

这公式对重元素是正确的. 在輕元素情况下, 弹性散射中子的能量与初級中子能量有很大的不同,以致公式有某些复杂化:

$$\sigma_{n,2n}-\sigma_c=\frac{k_0}{k_1}\frac{\sigma_t}{1-e^{-n\sigma_t l}}\gamma-\left(\frac{k_2}{k_1}-\frac{k_0}{k_1}\right)\sigma_t-\left(1-\frac{k_2}{k_1}\right)\sigma_{in}, \quad (2)$$

其中 σ_t—— 总截面，k_2——探测器对弹性散射中子的平均灵敏度.

公式(1)和(2)是在 $(n,3n)$ 反应截面小得可以忽略的假定下得出的. 从公式中可以看出：$\sigma_{n,2n}-\sigma_c$ 测量的准确度决定于 γ 值的統計精确度. $\frac{k_0}{k_1}$的精确度与 σ_{in} 及 σ_t 截面值的关系不大.

金属鉛和鉍球形样品的外直径为 12.5 厘米，內直径为 4.5 厘米；金属鈹样品的外直径为 6.7 厘米內直径为 3 厘米；所有样品的小孔直径为 2.2 厘米. 样品安置得使其中心与靶心相合. 用記录 d-t 反应中 α 粒子的正比計数器作为校正器 (монитор).

由于有样品和沒有样品时多次測量的結果，得到了列于表 1 的 γ 值.

总截面的測量是利用金属鈹制的三个样品完成的. 其直径为 2.99 厘米，1.778 厘米，2.695 厘米，厚 0.883 厘米. 离开靶 61 厘米处安置閃爍計数器；在計数器与靶之間放置样品. 鈹的总截面等于

$$\sigma_t=(1.42\pm0.02)\text{ 巴恩},$$

发現与文献[3]—[7]的結果很好地符合.

利用文献[2]中的 σ_{in} 值，文献[1]中的 $\frac{k_0}{k_1}=0.874\pm0.030$，并取鈹的 $\frac{k_2}{k_1}$的計算值为 0.93 ± 0.02，以及我們測量的总截面值 $\sigma_t=(1.42\pm0.02)$ 巴恩，可以得到 $\sigma_{n,2n}-\sigma_c$ 的值. 表 1 中引入的 $\sigma_{n,2n}-\sigma_c$ 的值是經过一系列不大的修正的——球的小孔的存在、样品中中子非弹性散射所致中子路程的增加以及在鈹中中子的增殖(≈3%).

显然对于鈹截面 σ_c 基本上是决定于 (n,α) 反应，因此；可以取 $\sigma_c\approx\sigma_{n,\alpha}=(0.010\pm0.001)$ 巴恩[8]. 对鉛和鉍可以认为 $\sigma_c\approx0$，因为 (n,p) 和 (n,α) 反应截面非常小[9]. 在这样的假定下所得到的$(n,2n)$反应截面的值列于表 1.

同样引起了对 η 值的注意，η 是一次俘获 14 兆电子伏中子中次級中子数，它等于

$$\eta=\frac{2\sigma_{n,2n}+\sigma_{n,n'}}{\sigma_{in}}=1+\frac{\sigma_{n,2n}-\sigma_c}{\sigma_{in}}, \quad (3)$$

其值列于表 1.

目前已公布了不太多的关于測量 Be, Pb 和 Bi $(n,2n)$反应截面值的文献[10]—[13]，它們的結果列于表 2.

文献[10]中得到的具有很好的統計精确度的鉛和鉍的 $(n,2n)$ 反应截面比本文結果低很多. 看来，如作者所指出的：在該工作中存在系統誤差.

文献[13]中所得到的一系列元素的 $\sigma_{n,2n}$ 值，包括鉛和鉍的，都超过所有非弹性过程截面值的总和.

表 1 測 量 結 果

量 \ 元素	Be	Pb	Bi
γ	0.149±0.004	0.330±0.007	0.303±0.007
σ_{in}, 巴恩	0.64±0.02	2.54±0.05	2.59±0.03
$(\sigma_{n,2n}-\sigma_c)$, 巴恩	0.54±0.06	2.30±0.19	2.42±0.20
$\sigma_{n,2n}$, 巴恩	0.55±0.06	2.30±0.19	2.42±0.20
η	1.84±0.09	1.91±0.08	1.93±0.08

表 2 比較本文結果与其他文献的結果

源	$(n,2n)$ 反应截面，巴恩		
	Be	Pb	Bi
本文	0.55±0.06	2.30±0.19	2.42±0.20
格列烏斯等[10]*	—	(1.76±0.04)—(2.12±0.05)	(1.86±0.02)—(2.19±0.03)
华西里也夫等[11]**	0.7	—	—
罗申等[12]	0.42±0.07	—	2.3±0.3
阿什貝等[13]	0.54±0.04	2.72±0.20	2.60±0.19

* 这个值是在以下假定下得到的：对鉛 $0\leqslant\sigma_c\leqslant0.36$ 巴恩；对鉍 $0\leqslant\sigma_c\leqslant0.33$ 巴恩.

** 內插值

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 657—659.

参 考 文 献

[1] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* **III**, 291 (1957).
[2] Н. Н. Флеров, В. М. Талызин: *Атомная энергия* № 4, 155 (1956).
[3] A. H. Lasday: *Phys. Rev.* **81**, 139 (1951).
[4] J. H. Coon, E. R. Graves, H. H. Barschall: *Phys. Rev.* **88**, 562 (1952).
[5] L. S. Goodman: *Phys. Rev.* **88**, 686 (1952).
[6] C. F. Cook, T. W. Bonner: *Phys. Rev.* **94**, 651 (1954).
[7] М. М. Халецкий: ДАН **113**, 305 (1957).
[8] M. E. Battat, F. L. Ribe: *Phys. Rev.* **88**, 159 (1952); **89**, 80 (1953).
[9] E. B. Paul, R. L. Clarke: *Can. J. Phys.* **31**, 267 (1953).
[10] E. R. Graves, R. W. Davis: *Phys. Rev.* **97**, 1205 (1955).
[11] С. С. Васильев, В. В. Комаров, А. М. Попова: ЖЭТФ **33**, 527 (1957).
[12] L. Rosen, L. Stewart: *Phys. Rev.* **107**, 824 (1957).
[13] V. I. Ashby, H. C. Catron, L. L. Newkivk, C. I. Taylor: Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами, Нью-Йорк, сентябрь 1957 г.

能量为14.6兆电子伏的中子对 U^{235} 及 Th^{232} 的分裂截面

别列琴 (А. А. Березин) 斯托梁罗夫 (Г. А. Столяров)
尼柯里斯基 (Ю. В. Никольский) 契尔諾科夫 (И. Е. Челноков)

14.6兆电子伏的中子分裂 U^{235} 及 Th^{232} 的截面曾于1952年用二种不同的方法测量过。

U^{235} 的分裂截面是利用与同样能量中子分裂 U^{238} 截面的比值来测定的。带有 U^{235} 和 U^{238} 的电离室輪換地放在离子加速管靶的与氘束成0°角的中子流里面，靶上进行着 d-t 反应。电离室接到同样的具有恒定脉冲甄别閾的綫性放大器上面。采用二个相同的有圓柱形电极的薄壁电离室。每个电离室（直径2.5厘米）电极的外部由鉑箔制成。其內表面用文献[1]所述的方法塗上一层天然鈾，以及另一个用电解法塗浓集到97%的 U^{235} 层。天然鈾层的表面密度达 ~2毫克/厘米²，而 U^{235} 层 ~0.5毫克/厘米²。在单独的测量中，需测定一个电离室的 U^{238} 及另一个的 U^{235} 的有效量。电离室放在大小为 60 × 60 × 70 厘米³的石墨稜柱內；围有4厘米厚石蜡层的 Po-Be 中子源也放在同样的地方。由于在这些测量中，在同样时間間隔內記录的裂变数正比于电离室內 U^{235} 的有效量，因而电离室 U^{235} 及 U^{238} 有效量的比值利用已知样品同位素組分来确定。考虑到鎘比値的差引入不大的修正。

在加速管上测量时，利用記录 $T(d, n)He^4$ 反应中 α 粒子的正比計数器作为检驗器。为了减少由于仪器可能有的不大的不稳定性和电离室装置的不精确性所引起的誤差，进行多次重复循环测量。在每次重复中都进行二个电离室在快中子与热中子里的测量。为了减小散射中子引起的本底，将电离室放在鎘（厚1毫米）和碳化硼（厚10毫米）制的套子里面。在离开靶不同的距离处测定本底的修正。对有 U^{235} 的电离室的本底达有效値的2%。引入不大的修正后得到下列 U^{235} 和 U^{238} 分裂截面的比值：$\frac{\sigma_f^{235}}{\sigma_f^{238}} = (2.03 \pm 0.09)$ 巴恩。利用14.6兆电子伏能量的中子分裂 U^{238} 的截面値 σ_f 等于 (1.13 ± 0.05) 巴恩，我們得到14.6兆电子伏中子分裂 U^{235} 的截面値 σ_f^{235} 等于 (2.30 ± 0.15) 巴恩。

Th^{232} 的分裂截面借助于放在能量为14.6兆电子伏中子中的电离室来测量。电离室的結构，相对于离子加速管靶的位置以及测量中子絕对通量的仪器都与文献[2]中测量 U^{238} 分裂截面时的一样。采用的是塗于鉑箔上的氧化鉒（类似于文献[1]所敍述的方法塗上去的），其表面密度 ≈ 0.5毫克/厘米²。层含 16.6 ± 0.5 毫克鉒。考虑了不大的修正后得到14.6兆电子伏中子分裂 Th^{232} 的截面値，它等于 (0.37 ± 0.02) 巴恩。文献[3]中的 U^{235} 和 Th^{232} 的分裂截面値发现与本文所得結果很好地符合。

作者深深地感謝弗列洛夫 (Н. Н. Флеров) 对結果的討論。

譯自 Атомная энергия Том 5(1958) Вып. 6, 659—660.

参 考 文 献

[1] Б. Росси, Г. Штауб: Ионизационные камеры и счетчики. Изд. ИЛ, 1951.

[2] Н. Н. Флеров, А. А. Березин, И. Е. Челноков. *Атомная энергия* 5, 658 (1958).

[3] А. Н. Протопопов, Ю. А. Селицкий, С. Н. Соловьев: *Атомная энергия* 4, вып. 2, 190 (1958).

新的銻同位素

謝里諾夫 (И. П. Селинов)　　格里茨 (Ю. А. Гриц)

胡列里查 (Д. Е. Хулелидзе)　　巴洛尼 (Е. Е. Барони)

布里奥查 (Ю. А. Блиодзе)　　捷明 (А. Г. Демин)

庫沙凱維奇 (Ю. П. Кушакевич)

作者們曾对浓集同位素 Sn^{112} (52.3%) 和 Sn^{114} (57.2%) 的錫在 $E_d = 10$ 兆电子伏氘核中照射所产生的同位素进行了研究．在照射过的 Sn^{112} 和 Sn^{114} 的样品上发現以前所不知道的放射性，它們的半衰期分别地为 7 ± 0.5 分和 31 ± 1 分．按吸收方法所测定的 β^+ 譜上限，在两种情况下，都接近于 2 兆电子伏．

用两个浓集样品所获得的新同位素的化学分离表明，上述放射性属于銻的放射性．銻的分离按照古脫察特方法(稍有改变)进行的．产額～70%的放射性銻的化学分离能在 6 分鐘內結束．測量开始前每一样品的放射性强度为几百微居里，而 7 分鐘的銻起始强度比从錫的其他同位素杂質中所产生的銻同位素起始强度大 19 倍，31 分鐘銻起始强度要大 69 倍．

新的銻同位素能在 (d, n) 及 $(d, 2n)$ 反应中形成，但是最可能是在 $Sn^{112}(d, n) Sb^{113}$ 及 $Sn^{114}(d, n) Sb^{115}$ 反应中获得，因为当 $E_d = 10$ 兆电子伏时，在錫的輕同位素上逃出一个中子反应几率最大，而不是二个中子．此外，在 $Sb^{(115)}$ 射綫中未观測到 $E_\gamma > 0.5$ 兆电子伏的表征由銻形成的錫的貧中子偶同位素的首批激发能級的 γ 綫 (Sn^{116} 的 $E_\gamma = 1.3$，Sn^{120} 的 —1.18 兆电子伏，这样奇同位素 Sn^{117} 的 —0.16 及 Sn^{119}—0.02 兆电子伏)．

目前正在进一步研究所发現的同位素的精确的衰变图問題．

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 660.

在迴旋加速器上制备同位素 As^{74}

古尔達瑪希維利 (А. И. Гулдамашвили)　德米特利也夫 (П. П. Дмитриев)

克拉斯諾夫 (Н. Н. Краснов)　米辛 (В. Я. Мишин)　哈甫洛夫 (Е. Н. Хапров).

在迴旋加速器上用氘核輻照鍺以获得 As^{74} 以前在文献[1]—[4]中都曾有过报导．文献[3]中給出 As^{74} 的产額在氘核能量为 15 兆电子伏时为 5.2 微居里/微安小时．

我們获得砷的同位素是在迴旋加速器上用能量为 10.8 兆电子伏氘核的外束輻照金属鍺制取的[5]．图 1 上給出靶的装置，这个装置的特点在于，冷却水直接冲洗受輻照鍺板的內表面，鍺板是在真空中鑄成板坯，然后磨成所要的尺寸 ($170 \times 40 \times 4$ 毫米^3)．

强度为 60—70 微安的氘束打在大小是 150×25 毫米的鍺表面上，这块面积是由靶法兰盘的口所限制的．冷却鍺板的水流量是 5 升/分．为了要获得金属状的放射性比度高的純同位素 As^{74} 采取了下面的办法．輻照过的鍺在王水中經过二次 15—20分鐘的煑沸，有 97—98% 的放射性都进入溶液內．溶液的蒸发和由 11 N HCl 中提去痕量的 $GeCl_4$ 按文献

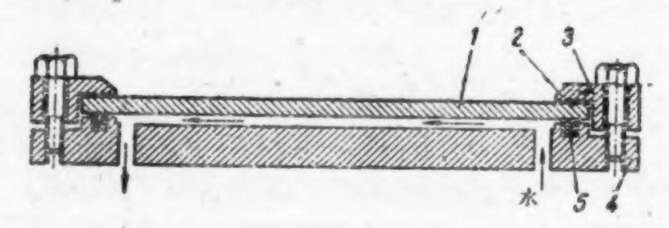


图 1　靶的装置

1——鍺板；2——軟墊衬物；3——法兰盘；4——座架；5——橡皮密封物．

[6]中所述的方法进行. 附加的砷載体的量是 50 微克. 放射性同位素砷的化学产額在提去鍺的剩余物后~90%.

由盐酸溶液中集积放射性同位素砷采用了馬夏的方法. 在盐酸中浓度为20%的放射性砷以亚砷化氢的形态分离出来; 反应瓶这时予以冷却[7]. 通过內径为 5 毫米用煤气噴灯加热的管子, 亚砷化氢分解出放射性金属砷, 它以黑色鏡状沉淀在形状略有不同的洛克曼(Lockemann)仪器[8]石英滴管的壁上. 滴管的內径不大于 0.6 毫米. 从溶液中分离出砷以后, 把滴管抽眞空并且摘取下来, 砷又赶到滴管一端的安瓿中去. 摘下滴管后, 放射性砷集积在体积为 0.6 厘米^{3}的安瓿中. 按这样的方法做了二个起始总放射性为 60 毫居里的 As^{74} 源.

按这办法进行处理时約60%的放射性砷积存在滴管內, 3—4% 留在加热部分前面的粗管子里, 約10%剩在盐酸溶液內, 而其余的以 AsH_3 状随氢流揮发走了. 把砷赶到安瓿摘下来时不会引起 AsH_3 显著的損失.

砷 As^{74} 的放射性是在輻照后 30 天在"仙人掌"型的微仑琴計上和 Co^{60} 源比較的方法来测量的. 取 As^{74} 的电离常数为 4.29 仑/小时毫居里[9,10]. 为了消除 As^{73} 的輻射影响, 采用了适当的滤片. 同位素 As^{74} 的总产額等于 25 微居里/微安小时. 确定这个値时的誤差是15%. As^{74} 的理論計算产額由图 2 給出. 氘核能量为 10.8 兆电子伏时的产額和我們的結果符合得很好.

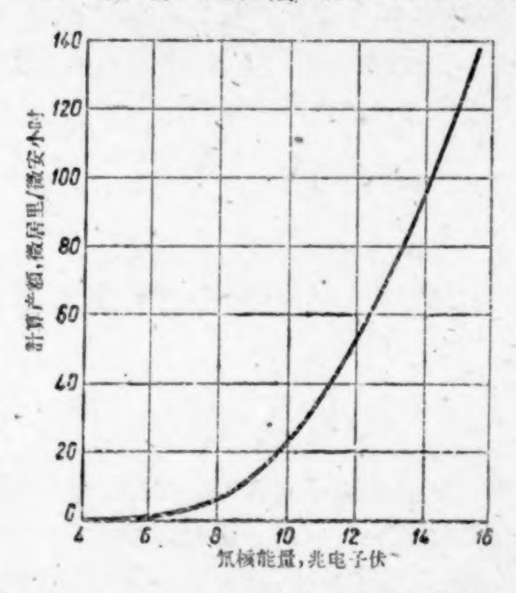


图 2 在金属鍺(天然同位素的組成)的厚靶上由反应 $Ge^{73}(d,n)As^{74}$ 及 $Ge^{74}(d,2n)As^{74}$ 而得 As^{74} 的产額随氘核能量变化的計算値

还进行了As^{74}射綫在鉛中的吸收測量, 測量和計算結果相符. 得出 As^{74} 的半衰期等于18.4±0.4天.

作者感謝日列波夫教授 (Б. С. Джелепов), 雪林諾夫(И. П. Селинов)及巴洛尼(Е. Е. Барони)的宝貴意見和对工作关怀, 馬克西莫夫(М. З. Максимов) 专誠进行了 As^{74} 产額曲綫的計算, 还感謝布里奥査 (Ю. А. Блиодзе)及齐伏朵夫斯基 (И. И. Животовский) 对这工作的帮助.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6 660—661.

参 考 文 献

[1] R. Sagane, G. Miyamoto, M. Ykawa: *Phys. Rev.* **59**, 904 (1941).
[2] J. W. Irvine: *J. Phys. Chem.* **46**, 910 (1942).
[3] H. J. Watters, J. F. Fagan: *Phys. Rev.* **92**, 1248 (1953).
[4] P. H. Steker, Ong Ping Hek: *Physica* **19**, 279 (1953).
[5] П. П. Дмитриев, Н. Н. Краснов, Е. Н. Харпов: *Атомная энергия* **III**, № 7, 45 (1957).
[6] M. Green, S. A. Kefeles: *J. Chem. Phys.* **22**, 760 (1954).
[7] В. А. Назаренко, Г. В. Флянтикова, Н. В. Лебедева: *Заводская лаборатория* **23**, 891 (1957).
[8] G. Lockemann: *Z. angew. Chem.* **18**, 423 (1905).
[9] S. Jehanssen, Y. Caucheis, K. Siegbahn: *Phys. Rev.* **82**, 275 (1951).
[10] Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер: Схемы распада радиоактивных изотопов, М., Изд. АН СССР 1957.

列宁格勒近郊的放射性沉降

斯維道夫 (В. П. Шведов) 布利諾夫 (В. А. Блинов)
盖介諾夫 (Л. И. Гедеонов) 安古基諾夫 (Е. П. Анкудинов)

由于原子武器和热核武器的連續試驗, 地球表面上不断地发生着放射性产物的沉降及其浓集. 在列宁格勒近郊曾測量过这些产物的放射性大小.

用不同的方法进行样品的收集. 其中最主要的是在底部鋪有粘性紙, 边緣高 10 厘米, 面积 1 平方米的土坑內利用沉淀法收集大气中的塵埃和大气渣滓. 土坑露天放置一昼夜. 应用这些方法收集的效率为88%. 用在底部装有酸性水同样露天放置的高

壁瓷器进行沉降的放射性产物的收集．这种方法的效率可为100%[1,2]．

在温度～500°C下将所收集的物质(水、雪、粘有灰尘的黏性紙）蒸发和进行残渣的灰化．磨碎所获取的灰渣，然后利用鐘型計数管测量其放射性．

为将一分钟的脉冲数轉化为絕对活度，故在同一計数器上研究具有已知絕对比活度的不同重量的样品．該样品由粘性紙灰化获得的非放射性灰渣或由水蒸发后，煅烧的残渣制成．在这些样品中放入含有鈾[235]裂变产物的溶液．利用按巴拉諾夫及波列魏模型制成的 4π 計数器来测定被加入的产物的絕对放射性[3]．这样，就得轉化因数与样品重量的关系曲綫．

放射性产物沉降的表面密度用单位面积上单位放射性强度来表示．此值根据下列公式确定：

$$\sigma=\frac{ncf}{s}$$

式中 n——样品的計数强度（每分計数次数）；
c——由計数强度換算成絕对放射性强度的因数；
f——考虑到所选择的收集方法的效率的因数；
s——收集面积．

每昼夜确定 σ 值．在第一次测量后的某一段时間中注視一昼夜沉降的物质放射性的下降过程．同时，在很多情况下可以确定形成所研究沉淀物的爆炸日期[4-7]：在这种情况下，沉降被称为“信号沉降”，所有其余的被称为“本底沉降”．

图1—4中所示为用对数表示的从1954年4月1日—1957年12月31日間每天观察到的放射性产物的沉降密度．虚綫为每年的平均水平．放射性产物沉降的不均匀性反映出地球物理学因素及試驗系列进行期限的錯綜复杂．观察到某些“平靜”期，1954年和1955年較清楚，1956年和1957年明显地减少．

表1給出了每年放射性沉降的情况．测定的平均沉降密度和一年中所有昼夜沉淀的算术的平均值

表1 1954年—1957年列宁格勒近郊放射性产物的沉降密度

年	昼夜沉降密度，毫居里/平方公里			信号沉降数
	年平均数	年本底平均数	观察的最大值（观察时間）	
1954	0.73	0.31	12.48(10,11)	36
1955	1.28	0.40	93.00(13,3)	53
1956	0.70	0.45	16.41(26,11)	40
1957	1.67	0.50	43.42(19,04)	94
1958（在6月1日）	—	—	—	42

相同．利用本底平均的方法求得平均的本底沉降密度．

表1的数据指出昼夜沉降的放射性平均数值迅速增加．沉降的平均本底密度增加比較慢，为一很小的值．由这些結果同样可以看出所有放射性沉淀大部分取决于信号沉降，所观察到的沉降的增长主要是放射性产物的“新的”沉降增长．这就說明，违反了里波[8,9]的断言，絕大多数分裂产物不仅进入它們沉降不快的同溫层，而且也进入沉降很快进行的对流层[10]．

整个来說表1的数据，特别是爆炸产物在地球上迅速沉淀的事实，以及平靜期的减少証实了核試驗增长的强度．这与根据預测核爆炸[11]危险性而規定的在世界上进行核試驗的某些固定速度有矛盾．

当經常記录沉降强度和了解放射性产物增长时可以探求它們的浓集情况，即可以得到任何一天考虑了每个昼夜样品蜕变的所有早期沉降产物的总放射性．

如果以昼夜来测量时間并标記收集样品日（从开始观察之日起）i 天沉降密度值以 σ_{ii} 标記，則在其他任一 k 天，放射性即为 σ_{ik}．借助弗埃及魏格納精确关系式[2,3]可求得該放射性．

$$\sigma_{ik}=\sigma_{ii}\left(\frac{k-l+\tau}{\tau}\right)^{-1.15}$$

式中 τ——沉降日放射性产物的增长．

k 日結束前在单位面积内将聚集有放射性 A_k，它由下式来决定

$$A_k=\sum_{i=1}^{i=k}\sigma_{ik}$$

当进行放射性这样的計算时必須了解一昼夜内任意收集的样品的增长．对信号样品来說，它是已知的，但如果为本底样品，測定增长是不可能的（一般在低值 σ_{ii} 情况时），可认为放射性产物在地球任一点，前述試驗系列进行的中期 i 日形成．

表2是在每年观察的初期和中期利用同样的計算方法求得的結果．

表2 列宁格勒近郊沉降的放射性产物的积累

日期	放射性积累，毫居里/仟米²	日期	放射性积累，毫居里/仟米²
1.07. 1954	13	1.07. 1956	68
1.01. 1955	56	1.01. 1957	87
1.07. 1955	87	1.07. 1957	142
1.01. 1956	72	1.01. 1958	151

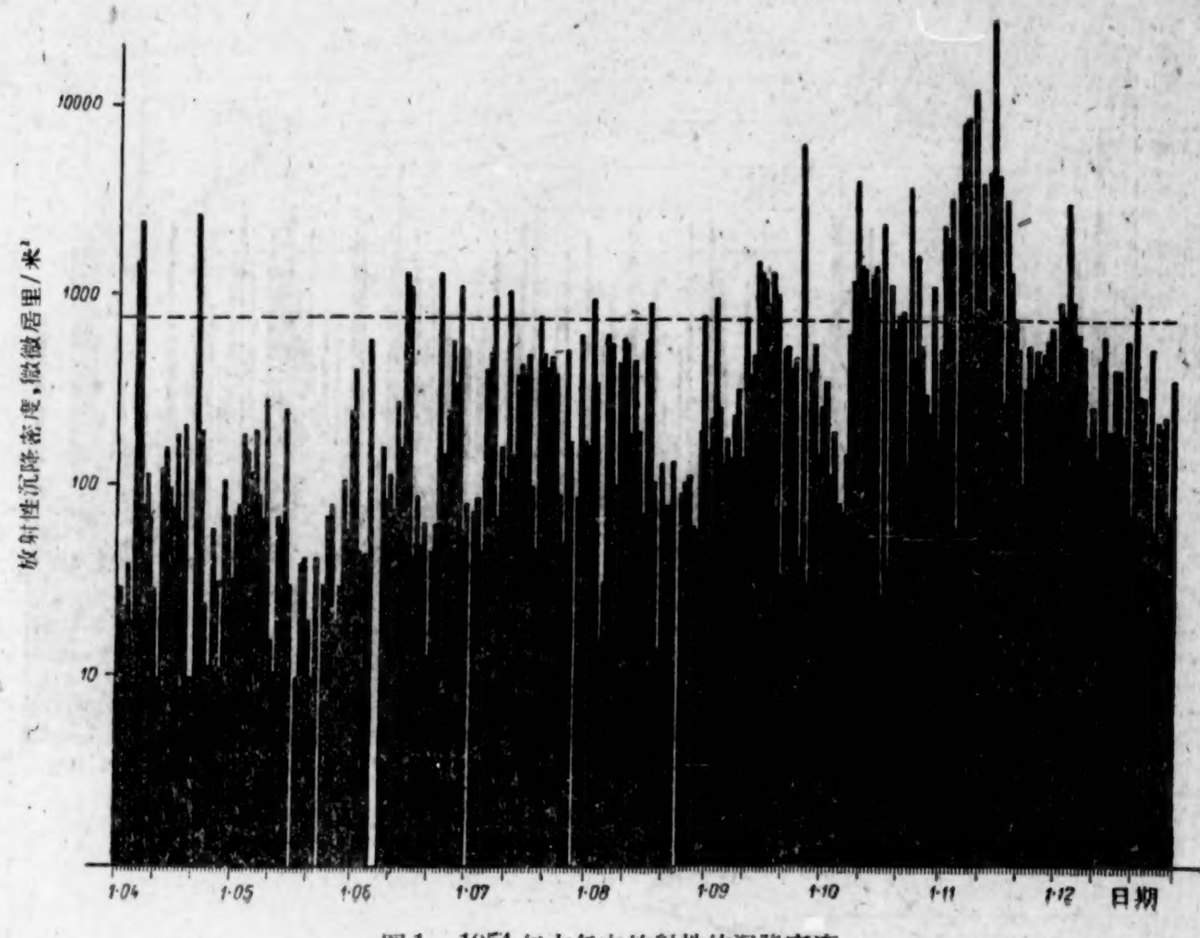


图 1　1954 年大气中放射性的沉降密度

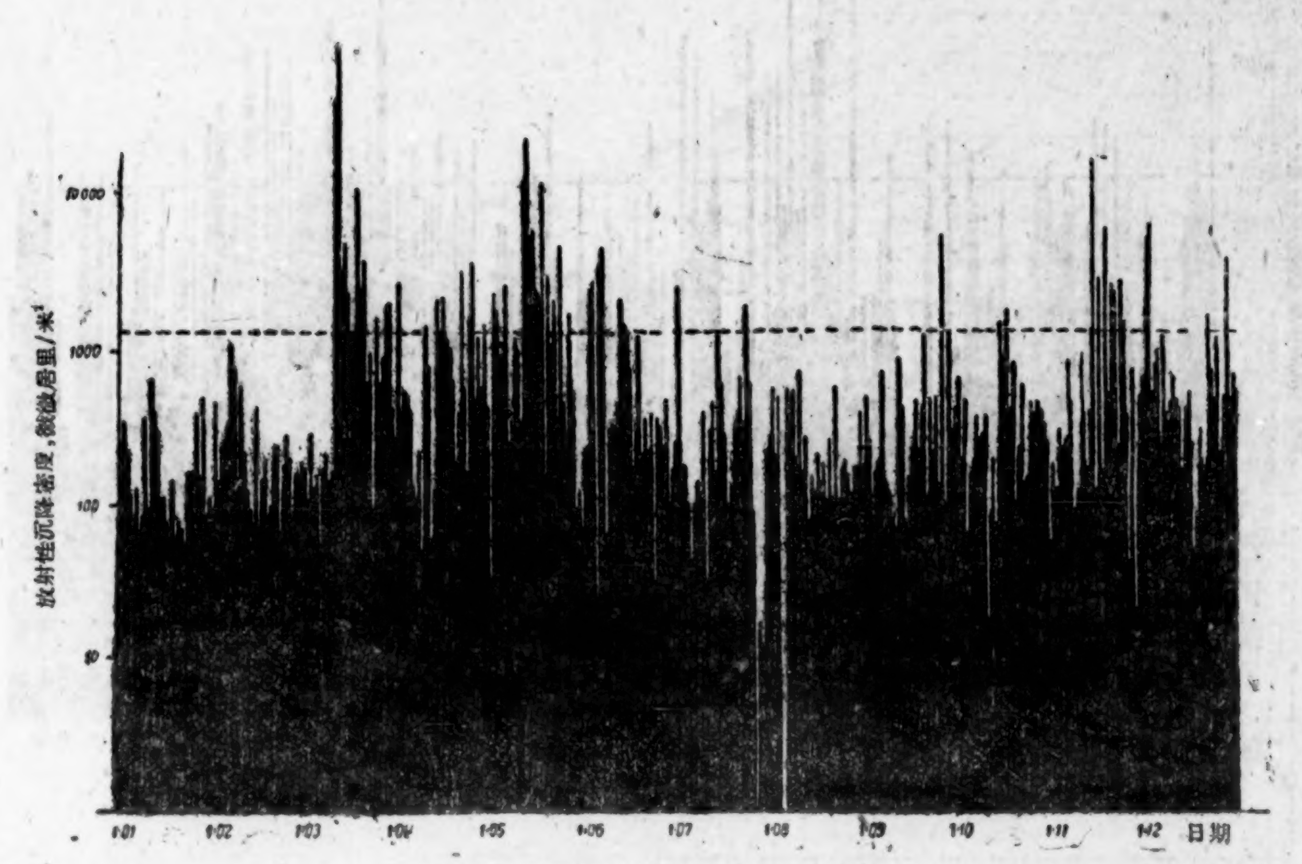


图 2　1955 年大气中放射性沉降密度

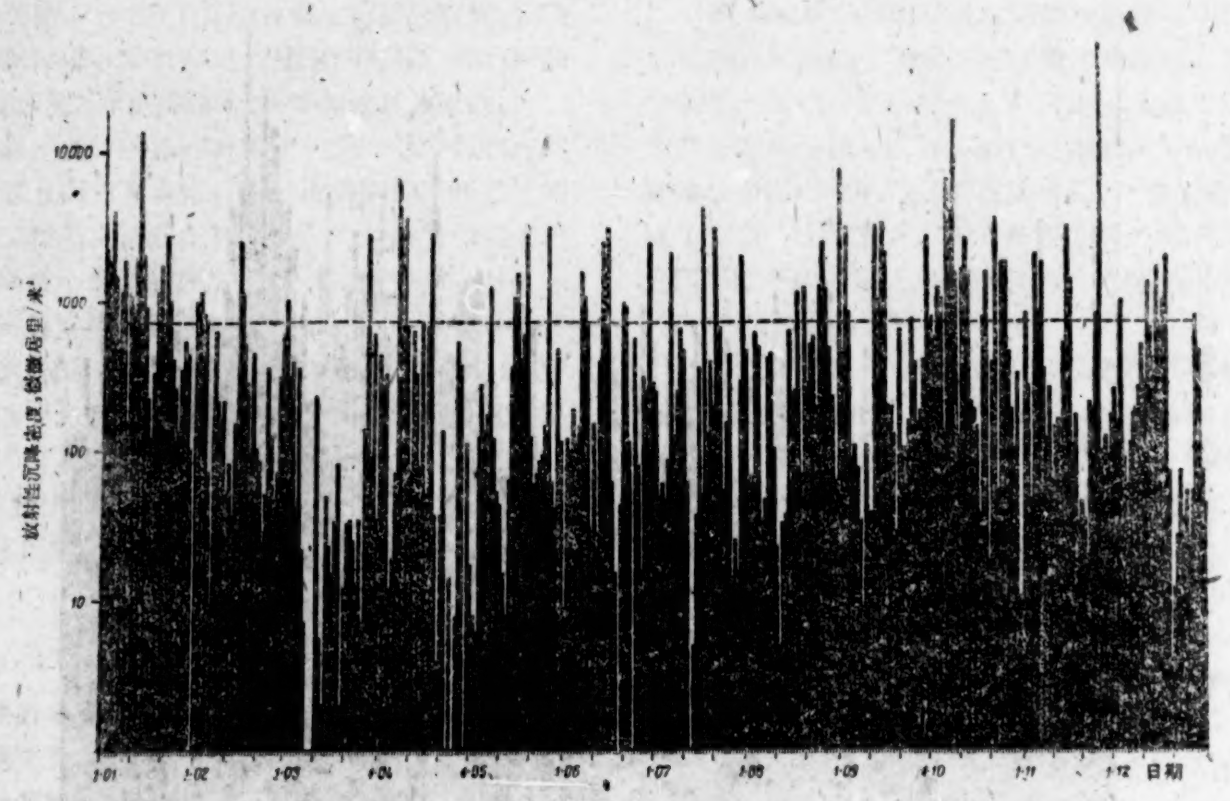


图 3　1956 年大气中放射性沉降密度

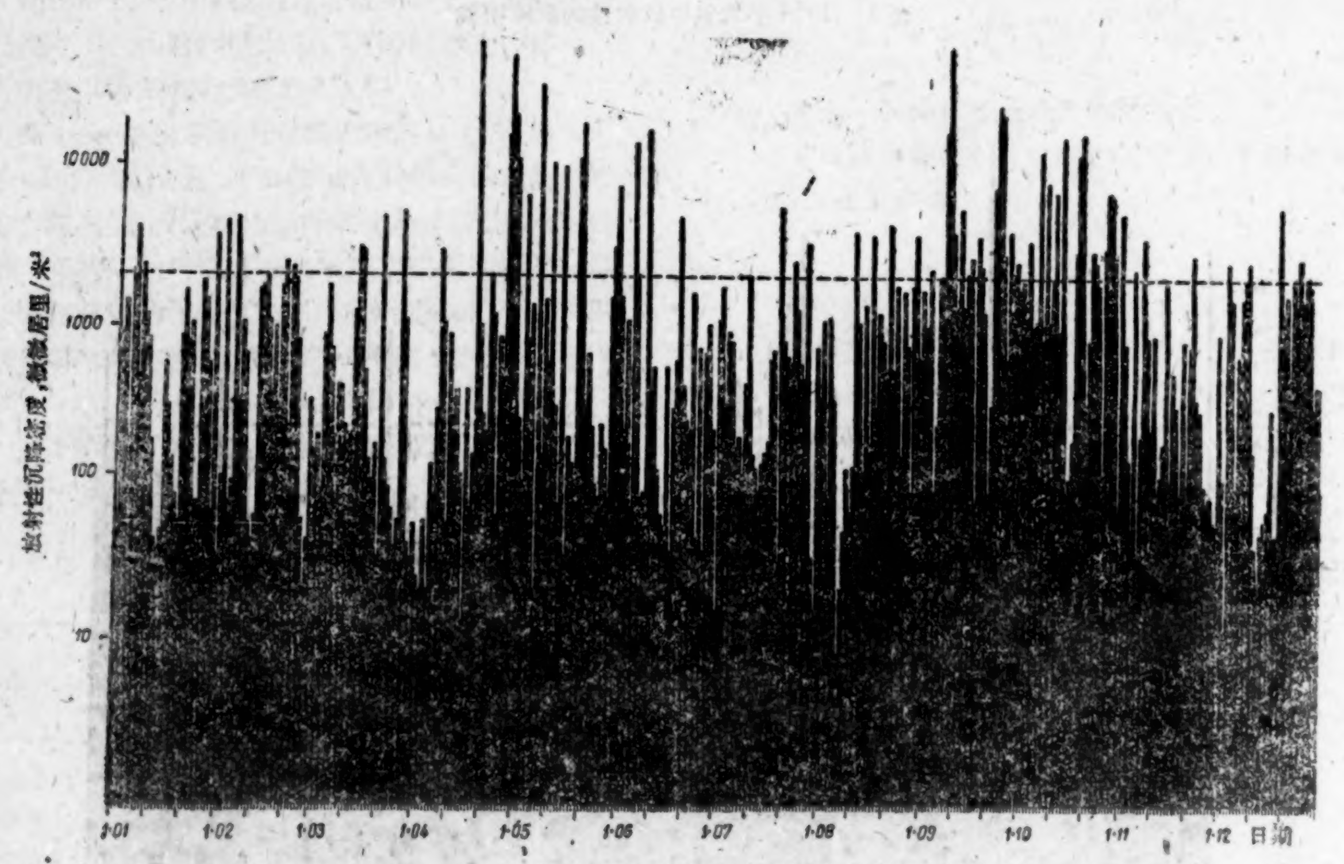
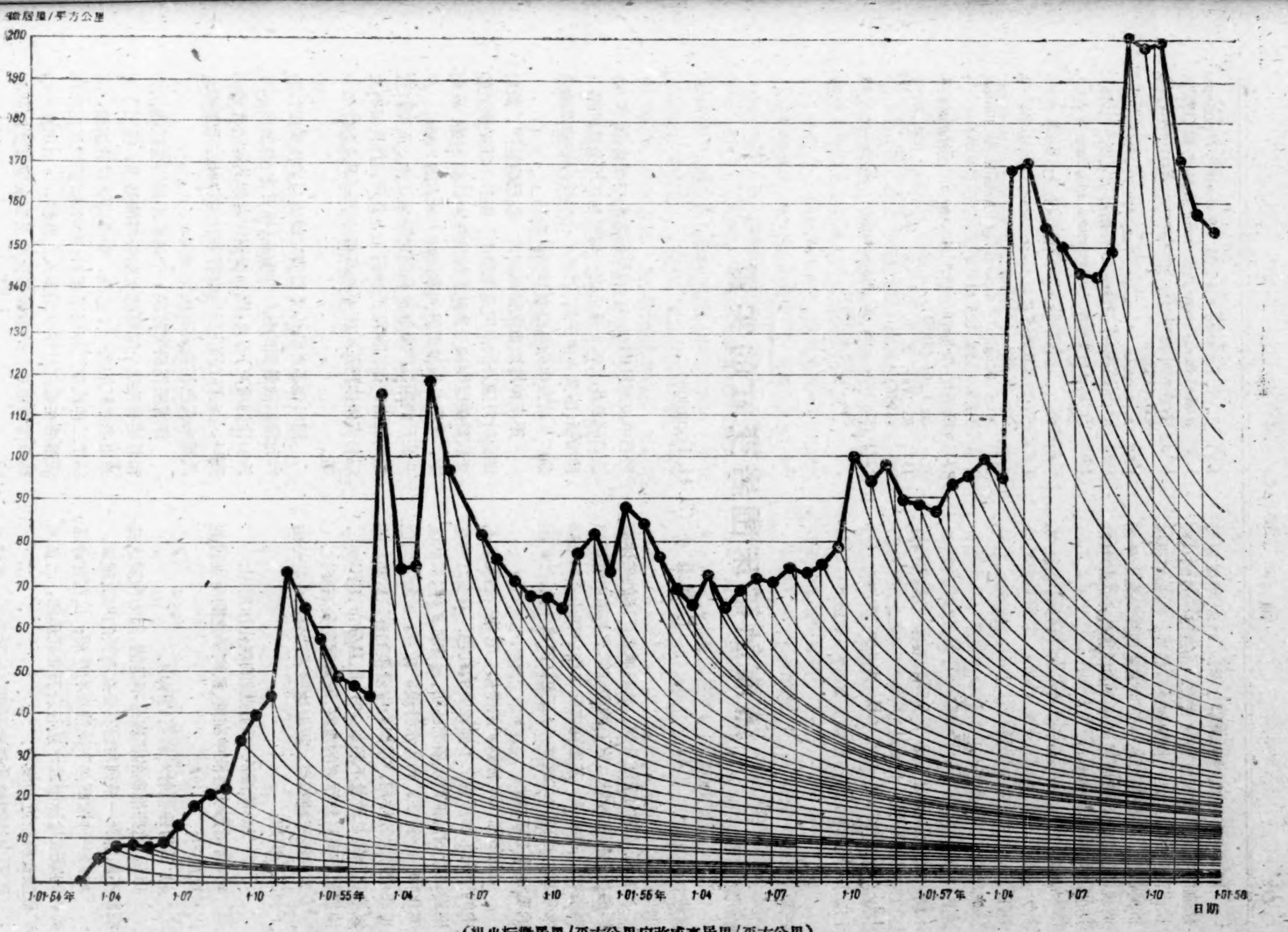


图 4　1957 年大气中放射物沉降密度



(纵坐标微居里/平方公里应改成毫居里/平方公里)

图5　列宁格勒近郊放射性沉降的累积密度

图5中以粗綫表示积累过程．1957年在紧接急剧的下降后出現显著的增长．通过每一点的細綫指出沉降的放射性产物如何进行蜕变，假如不継續沉降的話．在聚集过程中暫时未发現任何趋近平衡的現象．因此，威胁居民健康的核爆炸产物的总沾污的时刻可能会到来的．

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 5, 577—582.

参考文献

[1] M. Eisenbud and J. H. Harley: *Science* **121**, 677 (1955).

[2] M. Eisenbud and J. H. Harley: *Science* **124**, 251 (1956).

[3] С. А. Баранов и Р. М. Полевой: *Приборы и техника эксперимента* **1**, № 3, 32 (1957).

[4] O. Haxel und G. Schuhman: *Naturwiss.* **40**, 458 (1953).

[5] A. Sittkus: *Naturwiss.* **42**, 478 (1955).

[6] S. Chatterjee: *Atomic Scientists J.* **4**, 273 (1955).

[7] Л. И. Гедеонов: *Атомная энергия* **2**, № 3, 260 (1957).

[8] W. F. Libby: *Science* **123**, 657 (1956).

[9] W. F. Libby: *Proc. Nat. Acad. Sci.* U.S.A. **42**, No. 6, 365 (1956).

[10] Meteorological Aspects of Atomic Radiation, *Science* **124**, 105 (1956).

[11] О. И. Лейпунский: *Атомная энергия* **4**, № 1, 63 (1958).

[12] K. Way, E. P. Wigner: *Phys. Rev.* **73**, 1318 (1948).

[13] K. Löw and R. Björnerstedt: *Arkiv fys.* **13**, No. 7, 85 (1958).

热液鈾矿床围岩变紅的实質

巴蘭諾夫 (Э. Н. Баранов)

岩石顏色的变紅是鈾、鉦热液型矿床的矿体围岩蝕变的特征标誌．岩石的变紅常常与放射性矿化有着密切的关系，甚至在实际工作中利用变紅暈圈发現放射性矿物．这样，岩石变紅便成为鈾、鉦矿床的重要普查标誌之一．

变紅的原因是赤鉄矿的浸染，它使岩石和岩石中的个别矿物浸染上不同程度的紅色．对变紅的花崗岩进行的詳細微观研究証明，除赤鉄矿外，鉄的氢氧化物——針鉄矿和含水針鉄矿对岩石矿物的顏色也起着很大的作用．花崗岩中浸染的赤鉄矿和鉄的氢氧化物的总数量不超过1%，而且分布极不均匀．根据現有資料和作者的观察，通常都是长石变紅．

現在有三种观点，根据这些看法岩石变紅是由下列原因引起：

1）含在热液溶液中的碳酸的氧化作用[1]；

2）含鈾热液溶液中在鈾、鉄离子之間所进行的化学反应[2]；

3）放射性輻射对岩石的作用．

但是，这些推断的根据是不足的，因为按照这些推断不能解释一系列与岩石变紅有关的地質現象．

如第一种推断与下述情况有矛盾：仅在含非晶鈾矿的碳酸盐脉附近才見有岩石变紅現象，而在无矿碳酸盐脉附近則沒有．

矿石中鈾的数量与岩石变紅程度无关，变紅的岩石中沒有鉄的加入，而且在鈾矿中瀝青鈾矿-赤鉄矿的发生又极少見；这一切又与广泛公認的第二种推断（即認为由于鈾、鉄离子化学反应的結果晶質鈾矿从溶液中分离出来）矛盾．

第三种推断也未得到証实．現已确定[3]，放射性輻射对围岩的作用范围极小，而且不能把围岩的变紅現象直接地与含鈾矿体的放射性輻射联系起来．无限晶質鈾矿层的穿透能力最大的γ輻射，在一公尺的距离內就能被花崗岩完全吸收，而变紅現象則能由矿体向两側延伸到几十公尺，并且沒有发現与矿体体积及矿床中鈾富集与变紅現象有什么关系．

同时也不能認为岩石变紅現象与矿体周围放射性元素扩散暈圈的放射性增高（換言之，与围岩本身放射性的增高）有关，因为根据作者和其他研究者的資料，在变紅的花崗岩中并未发現放射性元素的含量較未变色花崗岩有任何增高．

作者根据研究苏联一个鈾矿床围岩变紅的結果和总結有关这个問題的文献資料的結果，得出了有关围岩变紅的另一个結論．要得出这样的結論，必須把三种現象互相联系起来：放射性、鉄的氧化和热液溶液在变紅过程中的参入．显然，可以用在含鈾热液溶液中进行的放射性化学反应来解释变紅的原因．

大家知道,在放射性元素輻射的作用下,水和水溶液中便产生放射性水分解 ($H_2O \rightarrow H+OH$), 而此种分解又伴随着一系列的反应: $H+H=H_2$; $OH+OH=H_2O_2$; $H+OH=H_2O$[4,5].

据推断,在有氧存在的条件下,氢原子也能够造成游离 HO_2 根. 在气体相的各种过程中游离H、OH、H_2O_2 及 HO_2 根的形成已被实驗所証实. 現在有根据推断, 当在液体相中产生放射性化学反应的条件下,这些质点能够作为一种中間产物而形成. H_2 和 H_2O_2 在液体中的形成也被实驗所証实. 这样, 在 γ 輻射的作用下, 在水和水溶液中就会形成极强的活性剂,其中 OH、HO_2 和 H_2O_2 是强氧化剂, H则是强还原剂. 所以在含有变价(原子价变化的)元素的被輻射的水溶液中,将产生各种氧化和还原反应,而此种反应实际上又将成为次級放射性化学反应.

显然,在 γ 輻射的作用下,在水溶液中将产生氧化亚鉄的氧化. 霍哈納者确定[4], 对氧化反应 $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$ 而言, 反应率等于每吸收 100 电子伏的能量产生 15.5±0.3 离子. 由于苏联学者进行实驗工作的結果[5], 确定氧化过程的反应率随溶液中 Fe^{2+} 离子浓度的增高而大大增大, 而且与溶液中的氧浓度及溶液的 pH 值有关. 用輻射溶液的方法, 可以把溶液中全部的氧化亚鉄变成氧化鉄.

文献[5]中,在輻照溶液时二价鉄的氧化过程可用下列方程式表示:

1) 在溶液中有游离氧存在的条件下:

$$3Fe^{2+}+HO_2+3H^+ \rightarrow 3Fe^{3+}+2H_2O$$

或

$$4Fe^{2+}+O_2+4H^++H_2O^* \rightarrow 4Fe^{3+}+3H_2O$$

式中: H_2O^*——被激发的水分子.

2) 在溶液中无自由氧存在的情况下:

$$Fe^{2+}+OH+H^+ \rightarrow Fe^{3+}+H_2O.$$

游离氧的存在可显著地提高 Fe^{2+} 的氧化反应率.

大家都知道, γ 輻射与 β 輻射特别是与 α 輻射比較具有更弱的电离性能. 显然, 在溶液中存在有放射性元素(鈾及它的衰变产物)时, 在 β 和 α 輻射的作用下氧化过程的反应率将大大地高于 γ 輻射的作用. 还应該注意的是, α 粒子本身在溶液中是氧化剂.

$$2Fe^{2+}+He^{3+} \rightarrow 2Fe^{3+}+He.$$

在放射作用下,水便变成氧化剂;为了解释岩石变紅时鉄被氧化的現象, 沒有必要去研究六价鈾和两价鉄离子之間的反应.

这样一来, 含有鈾及其放射性衰变产物的热液溶液中将富集有水的分解产物, 而这些分解产物和热液溶液中的其他成分将通过間隙滞流溶液浸入围岩中, 并在围岩中使在暗色矿物破坏时分离出来的氧化亚鉄氧化. 同时, 被热液溶液带入到围岩中的氧化亚鉄也被氧化, 这样就能造成变紅岩石中的鉄含量增高. 如果鈾在溶液中呈离子状态, 那么部分鈾便会迁移到围岩中,并在其中引起鉄的氧化;如鈾呈胶体状态,則鈾实际上不会向围岩中迁移,但浸入围岩中的水分解产物将使鉄氧化. 由于氧化和以后的水解作用, 鉄便以赤鉄矿和氢氧化物的形态从溶液中分离出来,并造成了极細小的胶体微粒,沉淀于长石的微細裂隙中.

长石中赤鉄矿和氢氧化鉄的选择性飽和, 看来是因为长石較石英具有較高的潤湿度的关系, 同时也与长石晶体的鑲嵌构造和长石中的間隙溶液的碱性高于浸透其他岩石矿物的溶液有关.

围岩变紅的范围和程度取决于很多因素: 氧化亚鉄的氧化反应率 (而反应率又取决于溶液中两价鉄、鈾、鐳、氧和其他成分、溶液的 pH 值、輻射的时間及温度等)、围岩的孔隙度 (决定着热液溶液浸透岩石的程度)、围岩的成分及构造. 这些因素在不同条件下有着不同的組合, 因而也会在不同的鈾矿床中和在一个矿床的范围内引起不同范围和不同程度的变紅現象.

旭 渤譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 662—663.

参 考 文 献

[1] D. L. Everhart and B. I. Wright: *Econ. Geol.* **48**, No. 1 (1953).

[2] В. Г. Мелков, Л. Ч. Пухальский: Поиски месторождений урана. Госгеолтехиздат, 1957.

[3] Г. Г. Леммлейн: Докл. АН СССР 45, № 6, 272 (1944).

[4] Радиационная химия. Сборник статей. Перевод с англ. Изд. ИЛ, 1953, стр. 121.

[5] Сборник работ по радиационной химии. Изд. АН СССР, 1955.

科技新聞

在国立列宁格勒大学物理系

不久以前能把氘核加速到5兆电子伏的迴旋加速器是核反应教研室的主要仪器。它是1956年10月开始工作的。目前列宁格勒大学正在建造能把氘核加速到16兆电子伏的迴旋加速器，預定在1959年底开动。查鲁賓（П. П. Зарубин）所领导的迴旋加速器实驗室工作人員的主要任务在于掌握小迴旋加速器培养专业干部，安装和开动大迴旋加速器。

对核能譜学和核反应机制的研究是教研室工作人員所从事的主要問題。在这个方向上研究着若干題目。其中有用 p,γ 角关联方法研究 d,p 反应中生成的輕核能級这一題目。为着这一目的建造了一架两道閃爍譜仪。对短寿命同位素 γ 能譜的研究工作也在进行中。

用閃爍 γ 譜仪和光閃爍記录能譜法来研究了鈷、鍺、鍩和其他元素的短寿命同位素 γ 能譜。工作結果把这些同位素的衰变图和能級图弄得更准确了。

其他的题目是和大迴旋加速器有关的。为了完成这些工作在建造着特定的仪器。例如，研究短寿命同位素用的 β,γ 磁能譜仪的建造工作巳快結束。利用这一双聚焦能譜仪可以研究短寿命同位素的 β 能譜和按正子电子偶研究硬 γ 能譜。三个研究核反应产物的能譜和角分布的磁能譜仪正在建造中。这些能譜仪的分辨率为0.1%，透射率很大。用其中一个可以在广闊的能量和角度范围內同时分析反应产物的能量分布和角分布。此外，在教研室內还在建造无鉄电子感应加速器，最近几个月內就可开动。韧致輻射的强度很大是它的主要优点，这一輻射将被用来研究原子核的能級。

教研室內也完成了原子核物理离子光学方面的理論工作。这一工作的結果将以专題論文的形式——"橫磁場能譜仪的理論与計算"发表。

由1946年起列宁格勒大学就成立了核能譜教研室。在教研室及其附設的核能譜实驗室中主要研究轉換电子的 β 粒子能譜和人工放射性物質放出的 γ 綫。这些研究是为确定放射性核的衰变图和核能級的量子特性而作的。

教研室內有着主要由教研室的工作人員建造的各种 β 和 γ 能譜仪。例如巴希洛夫（А. А. Башилов）建造了聚焦和磁場形状都經过改善的 K 电子能譜仪（这一能譜仪的計算是巴文斯基（П. П. Павинский）作的），还有研究 β^+，β^- 竞爭衰变用的三次聚焦能譜仪（克拉夫特 О. Е. Крафт），为发現和研究强度極低的硬 γ 輻射而用的 γ 描迹仪（秋柄斯基 О. В. Чубинский）和双聚焦 $\sqrt{2}\pi$ 角能譜仪（若洛塔文 А. В. Золотавин）。磁鏡能譜仪也是很有兴趣的：单磁鏡改良聚焦的能譜仪（吉斯金 П. А. Тишкин），研究 β^- 符合用的双磁鏡能譜仪（謝尔根科 В. А. Сергиенко）和研究軟 β 粒子能譜用的磁鏡能譜仪（罗加却夫 И. М. Рогачев）。领导能譜仪的建造工作的是教研室主任哲列波夫（Б. С. Джелепов）教授。

最近教研室在研究稀土元素貧中子同位素。这些工作是和联合原子核研究所与苏联科学院赫洛平（В. Г. Хлопин）鐳学研究所联合进行的。稀土元素貧中子同位素是在联合原子核研究所的同步迴旋加速器上用快質子轰击鉭靶而得的，轰击后用色层法可以由靶上把它們分离出来。对这些同位素的研究在研究核壳层模型时有很大的价值。研究結果在每年的核能譜会議上报告并发表。在研究貧中子同位素的工作中可以指出对相当复杂的 Ho^{160} 的衰变图和对 Dy^{160} 能級的确定工作为例。

教研室內有理論組。理論組从事对 β 能譜轉换电子，核壳层模型分析等工作。 В. П.

钟 全譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 664—665.

托姆斯克工学院

关于建造电子感应加速器的工作，于托姆斯克工学院（ТПИ）是在伏洛比約夫（А. А. Воробьев），費里鮑夫（М. Ф. Филиппов），季托夫（В. Н. Титов），拉齐莫夫（Б. Н. Родимов）和巴杜日內（А. К. По-

тужный) 的領导及其直接参加下，于 1947 年开始的. 初期只能制造 10,15 及 25 兆电子伏的电子感应加速器，現在已可以設計和制造粒子能量很高的电子感应加速器. 托姆斯克工学院研究人員以前所作的部分研究过程中(原子能 1958 年 3 卷 7 期 623 頁),在理論上及实践中給这种加速器增添了許多新的記載. 薩柯洛夫(Л. С. Соколов)和柯諾諾夫 (Б. А. Кононов) 曾用几种方法从电子感应加速器的真空室內引出了电子束. 1956 年,莫斯卡列夫(В. А. Москалев) 提出了立体电子感应加速器設計方案. 在阿基莫夫 (Ю. М. Акимов)的积极帮助下,这种电子感应加速器已經开动了. 立体电子感应加速器有两个加速室,位于电磁鉄的两个空气間隙內(图 1). 两个电子束的方向是相向的或在規定点相交.这样，当电子感应加速器用于探伤方面时，能获得制品中損伤的立体照片；用在医学上，可以进行双錫照射. 立体电子感应加速器特有的优点在于：它能对快流

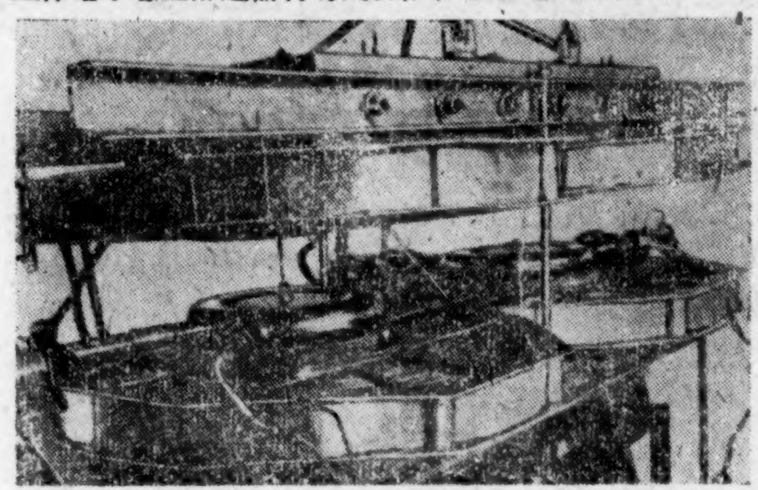


图 1　电子能量为 10 兆电子伏的实驗性立体电子感应加速器(磁鉄的上部被提起).

动过程或快速运动零件进行立体照相. 托姆斯克工学院所制造的立体电子感应加速器，1959 年将在全苏工业展覽会上展出.

托姆斯克工学院开动的齐莫夫 (Т. М. Димов) 和諾斯柯夫 (Д. А. Носков)設計的不带鉄軛和极的电子感应加速器(图 2) 是苏联首批电子感应加速器中的一种. 1954 年电子同步迴旋加速器开动了. 該同步迴旋加速器装有由松朵夫 (Б. А. Солнцев) 所建議的两个环形电极式的特有加速装置. 这种新装置能大大簡化同步迴旋加速器的高頻綫路.

托姆斯克工学院所制造的电子迴旋加速器，可以用来进行原子核物理的研究工作，用于教学的目的,还可用在医学及工业上. 并且,在电影科学研究所內，用出束的电子感应加速器来进行照相底片的技术检查. 在不久前,两个电子感应加速器已运往中国. 在 1958 年的全苏工业展覽会上展出了托姆斯克工学院制造的粒子能量为25兆电子伏的电子感应加速器 (图 3)，該电子感应加速器曾得到了一等奖状.

托姆斯克工学院召开了两次有关电子加速器的全苏高等学校联席会議；会議上大部分报告都是由



图 2　电子能量为 5 兆电子伏的不带鉄电子迴旋加速器的电磁鉄.

工学院的研究人員和大学生作的. 工学院的工程物理系与苏联很多机关保持科学上的緊密联系，通过质疑和分发会議的报告及材料来帮助他們掌握和調整电子感应加速器.

工程物理系的学生积极地参加了电子感应加速器的研究工作. 他們利用电子感应加速器的設計及計算完成了很多課程及毕业論文，并进行了科学研究,参加了会議. 大学生們在系的实驗室里进行很好的生产实习和作毕业論文的实习. 毕业生中能力最强的学生都被留在实驗室內工作，在这里为他們的科学知識进一步

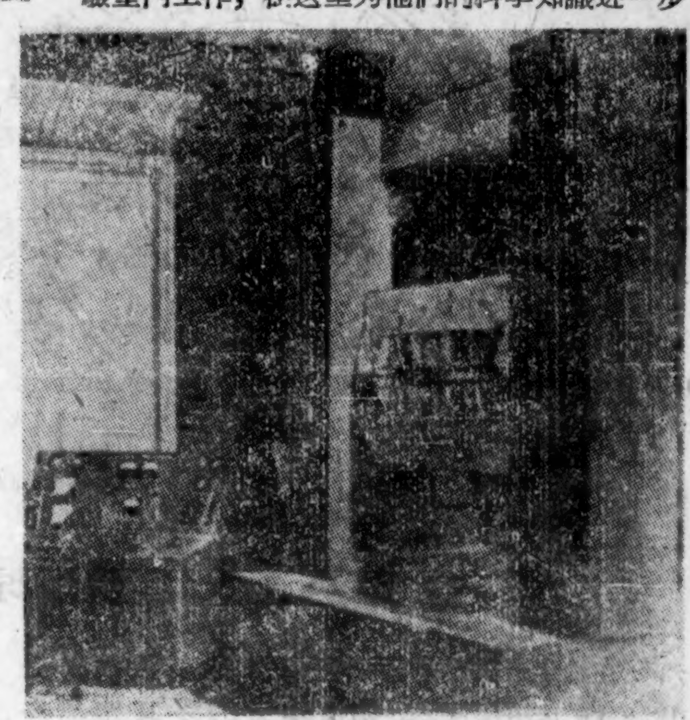


图 3　带有在水平面及垂直面上移动的机械装置的 25 兆电子伏的电子感应加速器.

增长提供一切所需条件.

应該指出，托姆斯克工学院里成立了电子感应加速器专家組，同时該組对电子感应加速器的研究給予很大的注意.

Ю. К.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958)
Вып. 6, 665—666.

普查放射性矿石的最新仪器——天体望远鏡

日本专家*設計了一种新式仪器，它不仅可以用来記录放射性輻射的强度，而且可以指出輻射源的位置. 仪器的設計是采用无綫电探测器的原理.

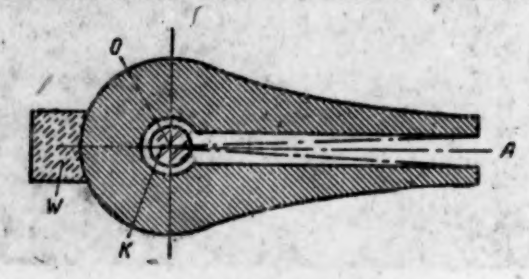


图 1　U形准直仪的截面图

K—圓柱形閃爍晶体；　*OA*—准直仪孔的中心綫；*W*—衡重体.

天体望远鏡是由有旋轉装置的閃爍計数管和記录系統(包括电子学系統)两部分組成. 这两部分在电机上是这样联接的，使其可以同步地工作.

图 1 所示，为鉛制 U 形选择准直仪的截面图. *OA* 綫为准直仪孔的主要軸綫. *K* 点內放有閃爍晶体. 准直仪的形状及鉛防护层厚度保証晶体免受除經过准直仪孔而外的其他任何 γ 輻射的照射.

圓柱形閃爍晶体是固定不动的，而准直仪以每分鈡 10 轉的速度，在晶体周围轉动. 以这种方法能覚察出按一定方向打在晶体上的所有放射性輻射. γ 射綫的强度及方向用两种方法来記录，这两种方法得出的两种記录結果如图 2 所示.

整个装置約重 160 公斤，需要 500 瓦的电能.

根据 1957 年在岡山和鳥取区所进行的仪表的野外試驗証明，这些仪器具有下列优点：

1) 能清晰地确定出射綫射来的方向；
2) 能容易确定从两点所测得的射綫方向交叉点中源的位置；
3) 测量共进行了 6 秒鈡；
4) 乘汽車連續观测，可以发現射綫源；
5) 可以进行照相記录观测；
6) 不經任何調整，测量可以完全自动进行.

M. K.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958)
Вып. 6, 667.

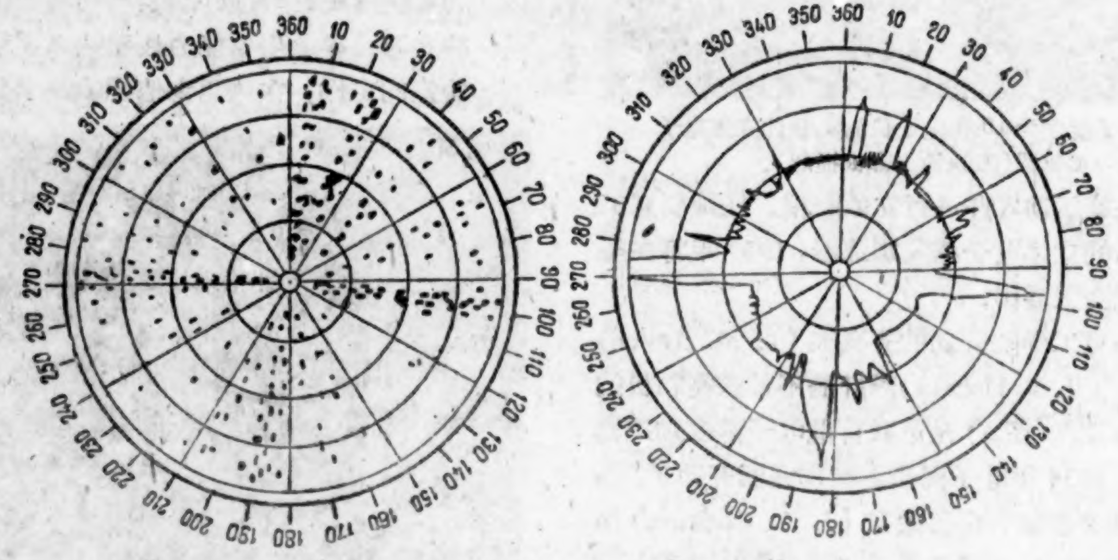


图 2　記录 γ 射綫方向及强度的两种方法

資本主义国家鈾原料基地結构的变化

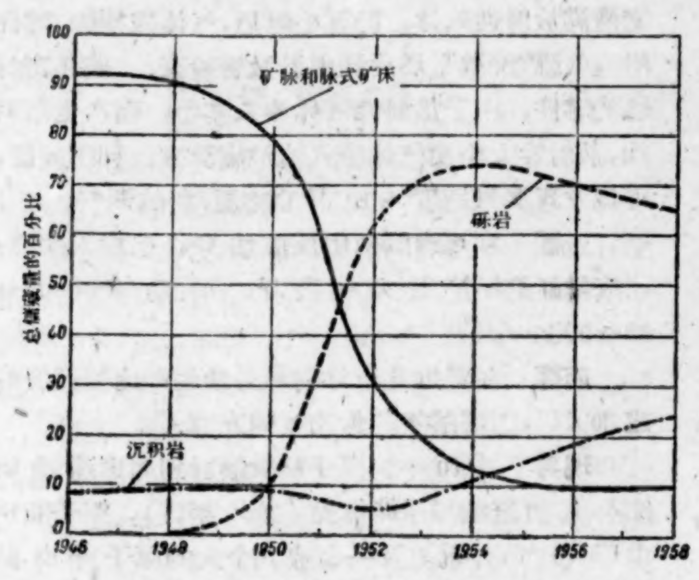
在鈾生产发展的第一个阶段，大多数鈾矿是从脉式矿床开采出的，例如拿大的埃耳德腊多(Эльдорадо)和比属刚果(Конго)的申考洛勃凡(Шинколобве). 这些矿床拥有高百分比的作为主要

---

* K. Takahashi, N. Katayama, Moto-o Sato. 第二次国际和平利用原子能会議的 1358 号报告，日内瓦，1958.

矿物的晶体瀝青鈾矿和瀝青鈾矿.

最近5—6年来,資本主义国家鈾原料基地的結构发生了根本的变化. 如果1946年脉式矿床的鈾儲藏量大于90%,那末1958年該式矿床的作用下降到10%,而90%的儲藏量是属于鈾的爍岩和沉积岩中的矿床(見图)[1].



資本主义国家鈾儲藏量的成因型分布

这些資料証明沉积式矿床在解决建立原料基地問題中所具有的重大意义. 根据美国的地质探查經驗証实了这种情况,全部問題的解决是依靠了阿姆勃洛齐雅-萊克(Амброзия Лейк)型,比格-印底昂-烏敖斯(Биг Индиан Уош)型和其他类型的砂岩中矿床的发現.

除了矿床个別类型的作用变化之外,各种鈾矿的价值也起了变化. 随着新墨西哥矿床的发現,在美国 коффинит[2] 变成主要的鈾矿. 加拿大的布拉印第河矿床的主要矿物(矿床的儲藏量約为資本主义国家全部鈾資源的1/3)是鈦鈾矿. 这样,瀝青鈾矿和晶体瀝青鈾矿就不如鈦鈾矿和 коффинит.

鈾原料基地发展的主要趋势是矿石中 U_3O_8 的含量日益減少. 1948—1950年間在作为主要产地的矿床采得了高百分比的矿石——埃耳德腊多超过2%,申考洛勃凡为4—10%,現在随着这些富矿地区的开采,含量相应地減少到0.5和0.3%[3],[4]. 同时主要含有0.1—0.2% U_3O_8 的沉积式矿石具有主要作用. 这些情况引起了采出的矿石中 U_3O_8 含量大大地下降. 促成这种情况的不仅是富矿的开采,而且是貧鈾矿加工工艺技术的大大提高.

M. K.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 668.

参考文献

[1] R. D. Nininger: Доклад № 862, представленный на вторую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.

[2] L. S. Hilpert, R. H. Moench: Доклад № 1906, там же.

[3] J. W. Griffith, A. H. Lang: Доклад № 221, там же.

[4] Atomwirtschaft, № 7 (1958).

簡 訊

苏联 1958年10月在烏什干洛特国立大学举行有关光子場論及基本粒子理論的全苏高等学校会議.

苏联 烏克兰科学院物理所制成了有記忆装置——磁圓筒的脉冲振幅分析器. 这样的一个分析器是为联合原子核研究所制造的.

澳大利亚 澳大利亚最大矿床密利凱脫林的鈾矿石儲藏量估計有660万吨. U_3O_8 的平均含量为0.143%. 在工厂中鈾的提取为89%. 在对企业所規定的14年折旧期內将得到8400吨氧化鈾.

澳大利亚 奥拉里附近(南澳大利亚)发現高百分率的鈾矿石. 按矿山局局长的意見,新矿床的矿石样品与澳大利亚其他矿床的鈾矿石比較是最好的.

奥地利 国际原子能管理局已出版第一年度报告(从1957年10月至1958年6月). 在这时間內,参加国已供給管理局5140公斤濃集鈾以及天然鈾和釷. 在八个月工作內,管理局的图书館已得到40000份广告及文件. 管理局已拟訂了普及情报及用各种文字統一标准的原子核物理与原子核工程术語的計划,以及出版有放射性同位素一覽表的原子核动力国际手冊的計划.

英国 倫敦大学的学院已完成了电子能量为29兆电子伏的电子加速器(микротрон)的建造工作.

英国 已通过在特拉烏斯菲德(密里奥涅特逊尔,威尔士)建造原子能电站的計划. 电站功率为50万瓩.

英国 由于細小的鉄微粒落到蒸汽回路中,而引起卡德尔豪尔反应堆发生事故,其結果使汽輪发电机損坏. 蒸汽将这些微粒带到操纵系統,停留在

那里，而使自动調节系統不能工作.

阿根廷 自1956年12月至1957年10月在圣路易省已开采426吨鈾矿石，含0.65% U_3O_8，得到2.8吨氧化鈾；在拉里安（Ла Риойа）省开采了含0.92% U_3O_8的299.2吨矿石，得到2.7吨氧化鈾；在門多薩省开采4677吨矿石，得到22.8吨氧化鈾.

巴西 在原子核研究中心（巴拉納州），拉丁美洲的第一个8兆电子伏迴旋加速器已开始运轉. 迴旋加速器的所有部件都在庫里提巴-巴拉納首府制造.

意大利 叶斯布尔（馬乔列湖）的原子中心已开始工作. 反应堆的第一批重水将从美国运来.

中国 9月27日在北京举行了中国第一个功率为1万瓩实驗性重水反应堆和24兆电子伏迴旋加速器的正式开动典礼，反应堆和加速器是在苏联物理学家和工程师們的帮助下建成的. 反应堆和迴旋加速器的建造工程比預定的期限提前几个月完成.

美国 20%浓集鈾[235]的材料試驗反应堆（MTR）活性区的使用期限已經滿了. 在新的活性区內将采用鈈，而今后要采用鈾[233].

美国 供应原子能委員会反应堆鈹的公司"鈹公司"每年給出～17吨金属，代替所計划的455吨.

美国 国家标准局报导了关于开始研究新的电子加速器的設計. 預测，电子能量将大于50兆电子伏，而束的功率为40瓩左右.

美国 已制造出利用放射性气体检查各种零件密封性的装置. 装置是由小室，輻射計数管及检查設备組成.

将試驗用的零件放在小室內，在預先抽空后，小室灌满放射性气体. 經几小时后，气体被排除，零件用空气流"洗滌"，然后利用計数管检查. 破坏密封性的零件，由于放射性气体滲入其中，而产生放射性，放射性大小由气体滲入的速度测定. 利用装置，可以发現漏气速度 ～10^{-12} 立方厘/秒的漏气.

法国 在馬庫的两用反应堆G-2已投入生产. 反应堆鈈的年产量为40公斤. 电功率30000—35000瓩.

西德 在最近几个月內将开动生产比較廉价的重水工厂，工厂的年产量为6吨左右.

瑞典 近10年的原子能发展計划考虑建造功率为10万瓩的原子能电站（1959年底），原子能热电厂（1960年前）及一个或几个大的原子能电站（1960年前）. 根据經济理由不打算建造中等功率及小功率的原子能电站.

譯自 Атомная энергия Том 5 (1958) Вып. 6, 668—669.

書 刊 介 紹

最 新 文 献

書籍，文集与杂誌

和平利用原子能国际会議材料

卷3. 动力反应堆 国立动力出版社，1958，495頁. 卷內敍述了1955年8月以前在原子反应堆技术方面所取得的成就，并且分析了世界上第一座原子能发电站(苏联)的运行經驗. 卷內对有关建造基本类型的反应堆的問題討論.

卷7. 原子核化学与輻射作用 国立化学科技书籍出版社，1958，839頁. 卷內包括关于下列問題的报告：裂变过程，使用强放射性材料进行工作用的設备，裂变产物的溶液化学，个别重元素的化学，輻射对反应堆材料、液体和固体的作用. 也刊載了有关超鈾元素化学的簡要报告以及重元素分离法的报告.

卷8. 生产原子工业中所用材料的工艺学 国立黑色与有色冶金科技书籍出版社，1958，726頁. 卷內包括关于鈾矿石和釷矿石精选問題的报告，生产金属鈾和釷的报告，关于測定矿石中鈾和釷的化学和物理化学方法的报告以及关于发現和确定純鈾及純釷中 Zr、Cu、Cd、Zn、Ni、Co、Pb、Bi 和其它元素的方法的报告.

卷9. 反应堆的工艺学和核燃料的化学处理 国立化学科技书籍出版社，1958，951頁. 书中包括下列問題的报告：废料排除問題，鈾、釷及其合金的冶金学，燃料元件的制造，使用液态金属的工作，液态金属系統的腐蝕，原子核反应堆的化学，被照射元件的化学处理. 还刊載了关于分离和保存衰变产物的报告、关于将废料埋入土中和排入海中的报告以及空气沾污問題的报告.

卷11. 輻射的生物作用 国家医学图书出版社，1958，487頁. 本卷闡述以下問題：輻射的生物作用、射綫病的种类、輻射对再生系統和后裔的作用、輻射病的机构、有机体的防护和恢复.

卷12. 放射性同位素和电离輻射在农业，生理学和生物化学方面的应用 国家农业图书出版社，1958年，647頁. 卷內收集了有关放射性同位素在生物和农业(遺传学的变化和农业作物的改良，示踪原子在农业研究方面的应用) 以及生理学和生物化学等方面的应用問題的报告.

原子核的放射性轉变和原子壳层 斯大洛杜勃朵夫(Стародубцев, С. В)、洛曼諾夫(Романов, А. М.)著. 烏茲別克苏維埃社会主义共和国科学院出版社，塔什干，1958，498頁. 书中研究了放射性嬗变的理論和实驗問題. 着重談到了原子壳层在这一变化过程中的作用. 闡述了与壳层直接有关的放射性嬗变的实驗研究方法. 用很大篇幅探討了β衰变的次級效应. 本书适合于熟悉量子力学基本原理的物理实驗工作者用.

航空事业中原子能的应用 苏什科夫(Сушков, Ю. Н.)著. «知識»出版社，1958，33頁. 本小冊子中闡述了制造航空用原子发动机的可能性.

重水. 苏斯洛夫(Суслов, Б. Н.). 国立技术理論书籍出版社，1958. 本小冊子中研究了原子的构造，敍述了同位素，其中包括构成重水的氫的同位素——氘；闡述了发現重水的历史及其特性和在工业范围內的制取方法. 說明了許多反应堆中广泛利用重水的理由. 最后还敍述了制取和利用热核能的原理.

核反应堆的数值計算法 馬尔丘克(Марчук, Г. И.). 原子能出版社，1958，381頁. 本书乃是专題論文. 书中詳細地敍述了涉及到核反应堆的数值計算法的基本問題，同时，对各种实用附录也給予了特别的注意. 为了閱讀专題論文，必須熟悉反应堆的理論基础，例如格拉斯頓(С. Глесстон)和爱德崙(М. Эдлунд)合著的"原子核反应堆理論基础"或者加朗宁(А. Д. Галанин)著的"热中子反应堆理論"等书的內容. 馬尔丘克的书是以«原子能杂誌»副刊的形式分发給該杂誌的訂閱者的.

可控制热核聚变 原子能出版社，1958，62頁. 譯文彙編. 庫尔恰托夫(И. В. Курчатов)院士在序言中給讀者清楚地介紹了人类需要利用热核能的問題以及解决这些問題的可能途径. 彙編中收集了八篇論文，文中敍述了英国和美国在实現可控制热核聚变方面的試驗，特别是在当时西方报刊上大事宣揚的裝置"泽塔"上所作的試驗. 对引縮效应的穩定問題和在热等离子体中进行的过程也給予了很大的

注意。

放射性的危害 原子能出版社，1958，184 頁. 本书乃是英国科学家和政論家的集体創作. 序言是著名的英国哲学家別尔特兰·拉謝勒（Бертран Рассел）写的. 书中刊載了有关由于进行核爆炸試驗而降落下来的放射性沉降物（特别是 Sr^{90}）的丰富材料和由此而产生的对人类的危害性.

本书写得很好，且极有趣味，所以它是十分令人信服的，本书在收集大量实际材料的基础上，发出了立即停止任何核爆炸試驗的号召；指出了美国宣传的这种爆炸所带来的危险是臆造的这一說法是毫无根据的.

但是，該书究竟不能摆脱某些政治和科学上的錯誤見解. 因此，該书的俄文版附有亚美尼亚苏維埃社会主义共和国通訊院士列別金斯基（А. В. Лебединский）写的序言. 在序言中闡明了苏联对书中所涉及的問題的观点.

原子世紀中的遺传学 阿烏尔巴赫（Ш. Ауэрбах）著. 英譯本，原子能出版社，1958，80 頁. 本书是以生动活泼的体裁（甚至非专家也能接受的）闡述了有关遺传規律、突变和电离輻射对生物、植物及微生物的作用性質等問題. 书中絕大部分是敍述輻射的影响的，其中也敍述了射綫突变的产生. 在书的最末一章內，讀者将了解到继續进行原子試驗爆炸会給人类带来怎样重大的灾难. 书中并未过多地运用专門术語，但却是以相当高的科学水平进行編写的.

磁流体动力学 英譯本，郎特斯霍夫（Ландсхофф）主編，原子能出版社，1958，125 頁.

美国磁流体动力学問題会議上通过的材料彙集. 书中引述了有关流动气体和液体在磁場、磁力冲击波中运动的主要理論数据及实驗数据，以及模拟电流綫在熔化鈉上，流体磁波导內不稳定性的主要理論数据和实驗数据，探討了与磁流体动力学相似的問題，也討論了产生星形磁場的問題. 本书无疑会引起該专业的物理工作者的兴趣，对希望熟悉新的物理部門的工程师以及对高等工业学校的学生来說在內容上完全是可以接受的.

国外原子能技术 № 11，1958 年. 論文集內包括了第二次和平利用原子能国际会議（日內瓦，1958 年 9 月 1—13 日）上通过的报告：

托涅曼（П. К. Тонеман）. 英国在可控制热核反应方面的研究（78号报告）. 报告內簡短地概述和分析了在这方面所进行的工作.

里尤斯（Дж. Льюс）. 强气体放电的研究.（1790 号报告，美国）. 敍述了用于离解带有塞形場的磁捕集器內的分子离子的特种电弧放电的性质.

夫罗因（Г. А. Фройнд）、伊斯金捷里安（Х. П. Искендериан）、欧克連（Д. Окрент）. 动力实驗用石墨減速剂脉冲反应堆 TREAT（1848 号报告，美国）. 报告內引举了設計脉冲反应堆时所完成的多次实驗及計算的結果. 在反应堆 TREAT 上可以取得热中子的积分通量，其值在脉冲持續期間为 40 毫秒时等于 3.5×10^{15} 中子/厘米^2. 这样的中子通量是研究快中子反应堆的安全，特别是研究释热元件的熔化时所必需的. 报告中还詳細地闡述了释热元件（分散在石墨中的高浓集鈾氧化物）的制造工艺学和性能以及反应堆主要部件的結构和物理特性.

达庫爱尔（Дж. Дакуэрт）和德容斯（И. Джонс）. 大不列顛原子动力发展計划中的某些經济問題（1446 号报告）. 在原子动力发展計划內規定，在最近 8—9 年內将研究影响原子能生产成本的某些因素（装置的使用期限，換核燃料过程的检查，蓄能的影响和用普通燃料过热蒸汽）. 并附有在不同的原子能发电站和火力发电站所取得的电能价值比較表.

烏欧頓（К. И. Уоттон）、戴尼斯（В. Е. Дэннис）、汉捷尔斯頓（Хантерстон）原子能发电站的释热元件（1523 号报告，大不列顛）. 汉捷尔斯頓反应堆活性区的結构乃是科捷尔毫尔反应堆活性区的进一步发展. 其特点在于能量释出率很大和具有能在反应堆工作时換燃料的換装設备. 由于改变了释热元件的結构和制造工艺法，这些改进已变成了现实，从而提高了元件外皮的工作温度（由 408° 提高到 454°C），元件的使用期限（由 1 年提高到 5 年）和最大燃耗（从 1500 到 4500 兆瓦天/吨）. 报告中引用了冶金和传热方面的研究結果.

舒里茨（Д. Шульц）：原子单向流动的汽輪发动机的試驗（465 号报告，美国）. 报告乃是关于通用电气公气自 1951 年起研究航空用原子发动机的性能及对其所进行的比較的特殊性报告. 报告中敍述了实驗装置和研究用反应堆 HTRE 的工况一覽表.

毛尔干（А. Морган）罗斯阿拉莫斯、別瓮尔（Р. Бекер）及其他人：金属鈈的遥控生产装置（531 号报告，美国）. 报告內对金属鈈生产工厂的个别部件的結构和操作作了概述.

舒里曼（Дж. Шульман）：带有固体探測器的輻射剂量仪（1859 号报告，美国）. 报告內概述了带有固体探測器的輻射发光型，热发光型和光电发光型剂量仪的工作特性. 且广泛地引用了有关这一問題

的书报評述.

国外原子能技术第12期 論文集中的許多文章都是和平利用原子能第二次国际会議上的报告譯文.

巴特列尔(Дж. В. Батлер)、海奇(Дж. Хэтч)、阿尔里奇(А. Дж. Алрич): 高頻热核装置(350号报告,美国). 研究了用高頻电磁場限制等离子体的可能性. 詳細地敘述了为用实驗检驗这一假說而专門設計的高頻装置.

切也夫(К. Чейв)、巴列斯里阿茨(О. Балестриаци): 原子动力装置的防护外壳. 这一文摘是由1879号(美国)报告和关于"德累斯登原子能发电站反应堆的球形防护外壳"的文章[原載于 J. Power Div. Proc. Amer. Soc. Civil Engrs 84, PO 2, 1601 (1958)]編写成的. 装有原子能发电站主要設备的防护外壳能減少由于可能发生的事故而带来的危害,因发生这些事故时往往会有放射性的蒸汽、气体和碎屑放出. 詳細地闡述了希平港反应堆,APP-1反应堆,揚基原子电子公司反应堆和德累斯登原子能发电站反应堆的防护外壳的設計問題. 給出了外壳的尺寸(其中最大的,直径为58米)主要的結构特点; 估計了外壳形状及其安装方法对原子能发电站生产出的电能成本的影响. 由于建造防护外壳的补加費用比較大(每一瓩小时电能0.5—0.8 миллас), 所以文章內引述了几种降低外壳成本的方法.

高德維(Р. П. Годвин)、沃尔夫(Д. Л. Ворф): 原子商船的設計(1023号报告,美国). 研究了設計和运行問題以及由于船上原子反应堆的存在而产生的安全問題. 曾举美国正在建造的原子客貨輪"薩凡那"号(排水量为21800吨,反应堆的热功率为7.4万瓩,軸功率22000馬力,速度20浬)为例进行了研究. 敘述了反应堆的防护結构,給出了船內生活場所与工作間的允許生物剂量值. 詳細地研究了由于冷却水突然損失而产生的反应堆活性区的熔化过程.

德日蓋斯(Дж. Джукес): 原子动力的經济学(72号报告,大不列顚). 文章內闡述了原子能的个別生产成本. 在这些計算中均考虑到1955年以来在原子动力方面发生的工程經济性質的主要改变.

布萊克(Р. М. Блэк): 电子輻射对聚乙烯的作用. [原載于 Nucl. Energy Engr. 12, 124, 286 (1958)]. 当聚乙烯受到强輻射的作用时,会发生分子的"縫合"过程, 結果聚乙烯則从热塑性状态轉变为热稳定状态. 敘述了照射用装置和照射过程的电視检查用装置;給出了照射的最适剂量. 經过照射后,聚乙烯将变为实际上是一种新的材料,这种材料可以在80—250°范围內使用.

果爱(И. Коэн)、罗斯果(Е. Лоско)、爱海別尔格(Дж. Эйхенберг): 作PWR反应堆控制棒用的Ag—In—Cd合金的冶金处理及其性質(节譯)(原載于 Nucl. Engng and Sci. Conference, 1958年3月). 文章內討論了銀与15%(重量)的銦和5%(重量)的鎘的合金的冶金处理問題及其原子核物理性質和腐蝕性質. 在260—340°C范围內,这种合金在各种含盐量的水中几乎不受腐蝕,这就使得可以用它来做控制棒而不必加保护外皮.

侯里哥(В. Хольг)、薩烏布(Т. Шауб): 有机載热剂天然鈾重水反应堆(259号报告,瑞士). 敘述了选择該种类型的反应堆的理由,并說明了物理和热工性能. 引証了許多有关联系性質的实驗数据.

現代中子探測器. 原載于 Nucl. Energy Engr. 12, 124, 293 (1958). 引証了由美国国家标准局制定的有机塑料閃爍体做成的中子探測器的工作性能. 探測器可以当作各种能量的中子的中子剂量仪来使用.

切里尔(Д. Г. Терилл). 反应堆內放射性废物的排出. 原載于 Sewage and Industr. Wastes 30, 3, 270 (1958). 文章內敘述了与原子能工业利用有关的輻射源定質和定量性能.

英国反应堆一覽表. 原載于 Nucl. Engng 3, 30, 396 (1958). 敘述了英国的动力反应堆,材料試驗堆,实驗用反应堆和研究用反应堆的主要特性.

Nukleonika. T. III. № 5 (1958). 杂誌內有下列文章:

安德日夫斯基(С. Анджеевский)、拉托烏尔(Я. Латоур)、諾娃斯基(П. Я. Новацкий)、湯烏別(М. Таубе)、胞米尔斯基(Р. Померский): 波兰原子动力的发展远景; 日克(В. Жук): 电磁分离器及其在原子物理上的应用; 舒卡尔(Д. Шугар): 标記化合物在生物的有色定量反应中的应用; 卓洛托夫斯基(И. Золотовский)、捷林斯基(М. Зелинский): 用充CO_2(或CO)与重碳氢化合物的混合物的盖革計数管来測定气体中C^{14}含量; 布列格(И. Бурек): 波兰鈾矿的普查; 塔烏別(М. Таубе): 关于处理鈈的几个問題; 薩維茨基(П. С. Савицкий): 放射性同位素在苏联科学研究与国民經济中的应用; 放射性同位素在医学和生物学中的应用(莫斯科,1958年1—3月); 列宁格勒原子核光譜学第八次会議; 和平利用原子能第二次国际会議; 充三氟化硼的 NUM-12, NUM-30, NUM-72, NUM-12W, NUM-30W 和 NUM-72W

型中子計数器．书报評論及新聞．

Nukleonika. T. III, № 6 (1958). 杂誌內刊登有下列文章：

茲梅斯洛夫斯基 (А. Змысловский)：热中子非均匀反应堆內溫度的測定；薩維茨基：叶克利-育尔达(Екле-Иордан)型触发計数綫路（結束）；波梁斯基(А. Полянский)．鈾的地质化学及其在自然界中的浓度；謝列茨基 (А. Селецкий)．論在同位素的接触交换反应 $HD + H_2O_{蒸汽} \rightleftharpoons H_2 + HDO_{蒸汽}$ 中流体化的应用問題；放射性尘埃的过滤器；在临床診断学中应用某些放射性同位素的新的可能性；对照射的个人防护的照象检查；波捷原子动力会議；LS-1/58型閃爍計数器；新聞．

釋热元件会議录 Fuel Elements Conference. AEC US, Technical Information Service Extension, 1958, V. 1—365 頁, V. 11—811 頁．

中子鏈式反应堆的物理理論 Weiberg A. M., Wigner E. P. **The physical theory of neutron chain reactors.** University of Chicago Press, 1958, 800 頁．

书的作者是美国著名的理論家．在书的前言中作者指出了他們的目的是为了对反应堆的理論作出統一的描述．因为这一描述将有助于确立反应堆物理方面的科学传統．广泛地介紹了反应堆物理的新的領域——共振中子和快中子反应堆的物理学．詳細地討論了非均匀堆的物理問題．并将理論結果与实驗作了比較，列举了将理論应用于反应堆設計的实际問題上的許多例子．本书附有很好的插图．

期 刊 文 献

Ахиезер А. И. и др. Об устойчивости ударных волн в магнитной гидродинамике. ЖЭТФ, т. 35, вып. 9 (1958).

Бабешкин А. М. и др. Измерение малых количеств эманаций радия и тория импульсной ионизационной камерой. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Берсенев А. П. и Фокина А. Г. Опыт использования радиоактивных изотопов для исследования древесины. Деревообрабат. пром-сть № 8 (1958).

Богоров В. Г. и Крепс Е. М. Возможно ли захоронение радиоактивных отходов в глубоководных впадинах океана. Природа № 9 (1958).

Бокштейн С. З. Применение радиоактивных изотопов для измерения локальных характеристик сплава. (Обзор). Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Вайнштейн Э. Е. и Беляев Ю. И. Применение радиоактивных изотопов для исследования пространственного распределения элементов в плазме дуги постоянного тока при спектральном определении примесей в уране. Ж. аналит. химии, т. 13, вып. 4 (1958).

Вознесенский С. А. и др. Влияние неводных растворителей на сорбцию радиоактивных микрокомпонентов рядом твердых сорбентов. Науч. доклады высш. школы. Химия и хим. технология № 3 (1958).

Глазков В. А. и Кодочигов П. Н. Применение радиометра «ТИСС» для обнаружения β-излучения. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Голицын Г. С. Одномерные движения в магнитной гидродинамике. ЖЭТФ, т. 35, вып. 9 (1958).

Горбунов В. И. Прибор для измерения некоторых параметров излучения, генерируемого ускорителями заряженных частиц. Изв. высш. учеб. заведений. Физика № 3 (1958).

Гордеев Г. В., Губанов А. И. К вопросу ускорения плазмы в магнитном поле. Ж. техн. физ., т. XXVIII, вып. 9 (1958).

Грузин П. Л. и др. Изучение диффузии серы в железе методом радиоактивных изотопов. Инж.-физ. ж., т. 1, № 6 (1958).

Гуревич А. В. О температуре электронов в плазме в переменном электрическом поле. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Дриц М. Е. и др. Влияние тория на жаропрочность магния и некоторых его сплавов. Изв. АН СССР. Отд. техн. н. № 8 (1958).

Железнова Е. И. и Токарева Д. В. Применение радиометрического метода для определения урана тория и радия в рудах. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Зайдел А. Н. и Петров К. И. Определение водорода в тантале, ниобии и уране. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Зимаков И. Е. и Рожавский Г. С. Метод многократного радиоактивного разбавления для определения малых примесей. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Калинкин Л. Ф. и др. γ-излучение радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами Mo^{95}, Ag^{107}, Te^{123} и Cs^{133}. ЖЭТФ, т. 35, вып. 9 (1958).

Картужанский А. Л. и Солтицкий Б. П. Обзор советских работ по фотографическому действию ионизирующих частиц. Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., т. 3, вып. 4 (1958).

Кравцов В. А. Новые измерения масс атомов. Успехи физ. наук, т. LXV, вып. 3 (1958).

Лариш Э., Шехтман И. Образование двух температур в находящемся в магнитном поле ионизованном газе. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Лебедев В. И., Калашникова В. И. Среднее число нейтронов, испускаемых при делении Th^{230} тепловыми нейтронами. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Лукашев Г. Г. и др. Изучение движения материалов в доменной печи с помощью радиоактивных индикаторов. Сталь № 8 (1958).

Матвеев А. Н. О механизме захвата и предельном токе в бетатронах. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Меркулов В. С. К вопросу определения веса методом поглощения β-излучения (кривые ошибок). Измерительная техника № 4 (1958).

Нестеров В. Г., Смиренкин Г. Н. Сечение деления Pu^{240} быстрыми нейтронами. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Перфилов Н. А., Денисенко Г. Ф. О тройных расщеплениях ядер урана. ЖЭТФ, т. 35, вып. 9 (1958).

Половин Р. В., Любарский Г. Я. Невозможность ударных волн разряжения в магнитной гидродинамике. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Скребцов А. М. Опыт применения радиоактивных индикаторов на металлургическом заводе «Азовсталь». Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Смирнов В. Ф. Сцинтилляционные методы измерения радиоактивности слабых препаратов. (Обзор). Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Соломонов М. С. Научно-техническая сессия по вопросам водного режима, водоподготовки и обеспечения чистоты пара на атомных электростанциях (Москва, май 1958 г.). Изв. АН СССР. Отд. техн. н. № 8 (1958).

Сорокин А. А. и др. Применение люминесцентного спектрометра для индентификации радиоизотопов. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Станюкович К. П. Ударные волны в проводящем ультрарелятивистском газе. ЖЭТФ, т. 35, вып. 8 (1958).

Токмаков В. С. Применение радиоактивного тулия для гамма-дефектоскопии. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Франк-Каменецкий Д. А. Мощные импульсные электрические разряды в газах. Природа № 8 (1958).

Харламов И. П. и др. Спектрофотометрическое определение ниобия в сплавах. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Шварцман Л. А. Об опыте применения радиоактивных изотопов в черной металлургии. Заводск. лаборатория, т. 24, № 8 (1958).

Шерстюк А. И. О влиянии изоморфных примесей в берилле на его показатели преломления. Науч. доклады высш. школы. Геол. геогр. науки № 2 (1958).

Эйгелес М. А. Требования к технологическим пробам берилловых, сподуменовых и танталито-колумбитовых руд. Разведка и охрана недр № 7 (1958).

Allred J. C., Carter D. S. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 482 (1958). Кинетика гомогенного энергетического реактора типа LAPRE.

Anderson J. D. et al. Phys. Rev. 111, 2, 572 (1958). Неупругое рассеяние нейтронов с энергией 14 *Мэв* на углероде и бериллии.

Ashby V. J. et al. Phys. Rev. 111, 2, 616 (1958). Абсолютные измерения сечения распада (*n*, 2*n*) при энергии нейтронов 14, 1 *Мэв*.

Bartsch A. F. et al. Sewage and Industr. Wastes 30, 8, 1012 (1958). Загрязнение питьевой воды отходами при обработке урановой руды.

Bhandari R. C. et al. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 45 (1958). Рассеяние тепловых нейтронов в окиси бериллия.

Bump T. R., Seidensticker R. W. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 44 (1958). Анализ измерений температуры и расширений, возникающих при экспоненциальных изменениях мощности в реакторе.

Cabell M. J. et al. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 81 (1958). Сечение захвата тепловых нейтронов и резонансный интеграл захвата U^{236}.

Chamberlain A. C., Dunster H. J. Nature 182, 4636, 629 (1958). Отложение радиоактивности в северо-западной части Англии в результате аварии в Уиндскейле.

Colli L. et al. Nuovo cimento IX, 3, 538 (1958). Ускоритель дейтонов с энергией 160 *кэв* Института физики Миланского университета.

Coon J. H. et al. Phys. Rev. 111, 1, 250 (1958). Рассеяния нейтронов с энергией 14.5 *Мэв* на сложных ядрах.

Davison B. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 51 (1958). Эффективная длина диффузии тепловых нейтронов в реакторе с плоско-параллельной решеткой.

Day E. A. et al. Rev Scient. Instrum. 21, 6, 457 (1958). Протонный линейный ускоритель на 10—40—68 *Мэв* Университета штата Миннесота.

De Vries H. Science 128, 3318, 250 (1958). Действие атомной бомбы. Изменение содержания радиоактивного углерода в растениях, раковинах и ногтях человека за последние четыре года.

Droulers Y. et al. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 210 (1958). Измерение транспортной длины нейтронов в графите.

Egelstaff P. A. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 35 (1958). Корреляция энергетических уровней ядер урана-236 и плутония-240.

Garabedian H. L. et al. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 548 (1958). Чувствительность реактора к изменениям реактивности во время установления равновесной концентрации ксенона.

Carwin R. L. Rev. Scient. Instrum. 29, 5, 374 (1958). Получение пучков поляризованных протонов ускорением протонов, полученных из поляризованных молекул водорода.

Grimble R. E., Le Tourneau B. W. Nucl. Sci. and Engng 3, №. 5, 529 (1958). Свободное атмосферное охлаждение кассет топливных элементов, нагревающихся в результате распада активности.

Haeffner E., Hultgren Å. Nucl. Sci. and Engng 3, № 5, 471 (1958). Метод отделения плутония от урана.

Hartley W. H., Bayard R. T. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 65 (1958). Изучение эффективности регулирующих стержней в реакторах с центральной зоной и зоной воспроизводства.

Hasse R. A. et al. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 205 (1958). Отношение сечений реакций (n, γ) и $(n, 2n)$ на тории-232 для нейтронов деления.

Hay H. J. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 199 (1958). Полное нейтронное сечение неодима-143.

Hennig G. R. Nucl. Sci. and Engng. 3, 5, 514 (1958). Химическая модель радиационных повреждений графита.

Heyn F. A., Khoe Kong Tat. Rev. Scient. Instrum. 29, 7, 662 (1958). Работа протонного циклотрона с фиксированной частотой и секторным полем.

Hicholson R. B. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 620 (1958). Высокочастотный механизм нестабильности реактора.

Jablonski F. E., Di Meglio A. F. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 631 (1958). Использование алюминия в качестве порогового нейтронного детектора.

Jentt P. A., Barden S. E. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 222 (1958). Вероятность первого столкновения нейтронов в областях с круговой симметрией.

Kelber C. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 633 (1958). Факторы эквивалентности для D_2O.

Kuhn E., Dresner L. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 69 (1958). Эффект флуктуаций в ширине сечения реакции на резонансные интегралы.

Kulp J. L., Slacter R. Science 128, 3315, 85 (1958). Современный уровень содержания Sr^{90} в пище в США.

Mani G. S. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 220 (1958). О времени замедления нейтронов в замедлителях.

Mezger F. W. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 96 (1958). Ослабление водородной защитой активации вещества нейтронами.

Morewitz H. A., Valentine R. F. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 73 (1958). Система для получения и вычисления нейтронного потока в критических сборках.

Kohen S. et al. Phys. Rev. 110, 6, 1471 (1958). Мю-мезонные молекулярные ионы и ядерный катализ.

Nowak M. J. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 25 (1958). Общие уравнения критического реактора.

Palmer G. H. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 1 (1958). Ионный источник с тепловой эмиссией для масс спектрометрии.

Phillips G. C. et al. Nucl. Instruments 3, 1, 43 (1958). Естественная модуляция пучков в высокочастотном ионном источнике.

Phillips J. A. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 215 (1958). Сечение $(n, 2n)$ Th^{232} для нейтронов деления.

Reier M. et al. Nucl. Sci. and Engng 4, 1, 1 (1958). Возраст нейтронов полоний-бериллиевого источника в смесях металл-вода при различных соотношениях.

Roos M. J. Nucl. Energy 7, 3/4, 225 (1958) Возраст нейтронов в железе и нержавеющей стали.

Simmons B. E., King, J. S. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 595 (1958). Определение реактивности при помощи модулированных потоков нейтронов.

Slater M. et al. Rev. Scient. Instrum. 29, 7, 601 (1958). Комбинация из ионной камеры и пропорционального сечения для измерения фона γ-лучей в нейтронных полях.

Smith C. O. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 540 (1958). Тепловые напряжения в цилиндрических топливных элементах с оболочкой.

Steward N. G., Crooks R. N. Nature 182, 4636 627 (1958). Длительное движение радиоактивного облака после аварии в Уиндскейле.

Stuart G. W. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 97 (1958). Взрыв реактора и критическая масса.

Stuart G. W. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 628 (1958). Критические уравнения для цилиндрических реакторов с конечными размерами.

Skinner R. E., Hetrick D. L. Nucl. Sci. and Engng 3, 5, 573 (1958). Функции переноса водяного кипящего реактора.

Titus F. Nucl. Sci. and Engng 3, 5 609 (1958). Измерение дозы γ-лучей вблизи поверхности раздела двух сред.

Turner C. M., Bloom S. D. Rev. Scient. Instrum. 29, 6, 480 (1958). Получение миллимикросекундных импульсов с помощью высокочастотного отклонения ионного пучка в электростатическом ускорителе.

H. Tyrén, Maris Th. A. J. Arkiv fys. 13, 6, 609 (1958). Магнитный энергетический анализ частиц высоких энергий.

Wade J. W. Nucl. Sci. and Engng 4, I, 12, (1958). Возраст нейтронов в смесях D_2O и H_2O.

Wolfe B. J. Nucl. Energy 7, 1/2, 71 (1958). Влияние эпитепловых нейтронов на эффективность регулирующих элементов.

ЖУРНАЛА "АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ" ТОМ 6, ВЫП. 4, 1959 Г.

СОДЕРЖАНИЕ

Статьи

Письма

НОВОСТИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

БИБЛИОГРАФИЯ

以上为苏联 Атомная энергия 杂誌 6 卷 4 期目录，相当于本刊 4 卷 8 期（8 月底出版），願参加翻譯上述文献者希于 1959 年 5 月 15 日以前来信联系。

原子能杂誌征求譯者簡約

(一) 本刊以翻譯苏联 Атомная энергия 杂誌为主，凡志愿参加本刊翻譯工作者請来信联系．但为了避免重譯，在未获本刊編輯部答复以前，希勿开譯．

(二) 除 Атомная энергия 杂誌所登的材料外，如譯者准备另选題材（包括資本主义国家的材料在內），也請来信联系，以免所选題材不合本刊需要．

(三) 来信联系时必須写明眞名、地址（或通信处）、服务机关及职务，初次联系时希对个人专长及翻譯能力（如能譯何种外国語，曾譯过什么材料等）作簡单的介紹．

(四) 来稿一律用鋼笔在方格稿紙上横写，字跡务必清晰規整．如涂改过多，希另抄清稿．标点符号应放在格內，插图应放在适当位置．单位一律譯成中文．外文参考文献不必翻譯，只按原文抄录．

(五) 来稿經本刊編委会审查后才决定是否采用，不采用的稿件将妥予退回．

(六) 本刊編委会对来稿有修改之权，如不同意修改請在来稿上說明．

(七) 来稿經采用后酌致稿酬．

(八) 惠件請寄：北京市邮局第 287 号信箱．

原子能（月刊）

編輯者	中国物理学会 '原子能'編輯委員会 （北京邮箱 287 号）
出版者	科学出版社
印刷者	中国科学院印刷厂
总发行处	邮电部北京邮局
訂購处	全国各地邮局
代訂代銷处	全国各地新华书店

（京）1—3,650　　1959 年 4 月27日出版

本刊代号：2—212

定价：1.10 元